UNTERSUCHUNGEN ÜBER DIE LANGWELLIGE STRAHLUNG DER ATMOSPHÄRE

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilians Universität

zu München

vorgelegt

von

Wilford Zdunkowski

aus

Driesen Nm.

März 1962

Berichterstatter: Prof. Dr. Fritz Möller
Tag der mündlichen Prüfung: 10. und 11. 5. 1962

Sonderdruck aus „Gerlands Beiträge zur Geophysik" 72 Heft 1 u. 2 (1963) 21—47, 103—126
Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig C 1

Untersuchungen über die langwellige Strahlung der Atmosphäre*)

Von

*W. Zdunkowski, München***)

(Mit 19 Abbildungen)

Zusammenfassung

Diese Arbeit stellt einen Vergleich zwischen theoretisch und experimentell bestimmten Strahlungsgleichgewichtstemperaturen eines schwarzen, kugelförmigen Strahlungsempfängers in der freien Atmosphäre dar. Die theoretischen Werte werden mit Hilfe eines neu konstruierten Strahlungsdiagramms für einen kugelförmigen Empfänger ermittelt. Diesem liegen die von F. Möller [25] vorgegebenen Absorptionskonstanten zugrunde. Der Vergleich umfaßt eine Reihe von Nachtaufstiegen, die in gemäßigten Breiten sowie in der Antarktis durchgeführt wurden. Meteorologische Daten stammen von Gergen, dem Erbauer des Instrumentes, welches er „Black Ball" nennt, oder vom US-Wetterbüro. Im allgemeinen ergibt sich gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung mit Ausnahme von einigen Winteraufstiegen, vor allem bei den Messungen in geringen Höhen. Diese Diskrepanz ist auf eine fehlerhafte Routinerechnung bei der Auswertung der Meßdaten zurückzuführen.

Im zweiten Teil wird auf Rönickes [37] Messungen der Strahlungsbilanz über Zentralamerika zurückgegriffen, welche im Gegensatz zu allen bisherigen Erfahrungen zeigen, daß in der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre starke Erwärmungen von etwa 5 °C/Tag auftreten. Da atmosphärische Gase fast immer eine Strahlungsabkühlung hervorrufen, kann die gemessene starke Erwärmung nur durch einen Zusatzstrahler erklärt werden, auf dessen Existenz nur indirekt geschlossen werden kann. Ein von F. Möller [22] beschriebenes graphisches Verfahren zur Ermittlung von Strahlungsstromdichten in Atmosphären, die Selektiv- und Graustrahler enthalten, wird in eine numerische Methode umgewandelt. Anwendung der numerischen Methode auf eine Reihe von Versuchsmodellen, denen verschiedene Graustrahlerkonzentrationen zugrunde gelegt werden, ergibt Übereinstimmung mit den gemessenen Erwärmungsprofilen. Die dazugehörigen Nettostrahlungsstromdichten fallen um etwa 20% zu gering aus. Qualitativ darf behauptet werden, daß ein zusätzlicher Graustrahler, vielleicht eine optisch dünne Cirruswolke, die Meßergebnisse deutet.

Summary

The first part of this investigation is concerned with a comparison of theoretically and experimentally determined radiative equilibrium temperatures as measured by a "Black Ball" and computed by a newly constructed radiation chart for a spherical receiver. Absorption constants are due to F. Möller [25]. The comparison includes a number of Black Ball flights over temperate as well as antarctic regions. Meteorological data

*) Dissertation an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität München.

**) Dr. Wilford Zdunkowski, Meteorologisches Institut der Universität München, München 13, Amalienstraße 52/II; jetzt 4260 Normandie Lane, Salt Lake City, Utah, USA.

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

have been supplied by Gergen, the inventor of the instrument, and by the US Weather Bureau. Generally good agreement is found between theory and measurement with the exception of low-level winter soundings in temperate latitudes. This discrepancy is due to some erroneous routine evaluations of experimental data.

The second part is based upon Rönicke's [37] radiation balance measurements in the free atmosphere over Central America. As opposed to numerous theoretical as well as experimental results Rönicke observed, throughout the upper troposphere and even lower stratosphere, strong radiative heating assuming even values of 5 °C/day and more. Since atmospheric gases yield cooling almost invariably, it became necessary to postulate the existence of an additional absorber. Möller's [22] graphical method, allowing the determination of the combined radiative effects of a selective and a grey absorber, has been transformed into a numerical procedure. Using this transformed method in case of a number of model atmospheres made it possible to duplicate the heating profiles while corresponding flux densities appear to be too small by approximately 20%.

I. Langwellige Strahlung auf einen kugelförmigen Empfänger

1. Einführung und Problemstellung

In den Jahren 1956, 1957 und 1958 hat der amerikanische Physiker J. L. Gergen (s. [10]—[13]) in mehreren Veröffentlichungen einen Strahlungsmesser beschrieben, mit dem er den gesamten infraroten Strahlungsfluß der Atmosphäre vom Erdboden aus bis in große Höhen gemessen hat. Mehr als 300 solcher Aufstiege wurden mit kugelförmigen Radiometern, sogenannten „Black Balls", bei verschiedenen synoptischen Lagen durchgeführt.

Die bisherige Kenntnis der langwelligen Strahlung in der Atmosphäre beruht fast nur auf Rechenergebnissen, denen Laboratoriumsmessungen der Absorptionseigenschaften atmosphärischer Gase zugrunde gelegt worden waren. Bei der Extrapolation von Laboratoriumsmessungen auf die Gegebenheiten der freien Atmosphäre treten jedoch Zweifel auf, weil gewisse Bedingungen, wie z. B. die Änderung des Druckes und der Temperatur entlang des durchstrahlten Weges, sich nicht im Laboratorium nachahmen lassen. Gergens Experimente bieten somit eine sehr willkommene Gelegenheit, die Genauigkeit der innerhalb von drei Jahrzehnten mit Hilfe von Strahlungsdiagrammen ermittelten Angaben zu überprüfen. Unter der Voraussetzung einer bekannten atmosphärischen Schichtung können die Strahlungsstromdichten mit einem der bekannten Strahlungsdiagramme gefunden werden. Ohne Ausnahme beziehen sich diese Diagramme auf horizontale Empfänger, weil die hauptsächlich interessierenden Größen, wie Nettostrahlungsstromdichte, ihre vertikale Divergenz und die daraus zu entnehmenden Temperaturänderungen der Atmosphäre, nur solchen Strahlungsdiagrammen entnommen werden können. Da es sich bei den Gergenschen Messungen aber um kugelförmige Empfänger handelt, können die Meßergebnisse dieser Instrumente nicht ohne weiteres mit den aus den üblichen Strahlungsdiagrammen abgeleiteten Werten verglichen werden. Gergen selbst glaubt aber, daß die Temperaturänderung der Atmosphäre direkt in Beziehung steht mit der Differenz der aus den „Black-Ball"-Messungen abgeleiteten Strahlungsgleichgewichtstemperatur und der Lufttemperatur. Aus theoretischen Erwägungen haben Brewer und Houghton [3], Möller [27] und Plass [34] Gergens Auffassung widerlegt. Um trotzdem die

„Black-Ball"-Messungen nutzbar machen zu können, wurde in der vorliegenden Arbeit ein neues Strahlungsdiagramm für einen kugelförmigen Empfänger entwickelt. Diesem liegen die gleichen Absorptionskonstanten zugrunde, wie sie für das MÖLLERsche [25] Strahlungsdiagramm verwendet worden sind. Somit erlauben Vergleiche zwischen „Black-Ball"-Messungen und die dem Strahlungsdiagramm für den kugelförmigen Empfänger entnommenen Werte Rückschlüsse auf die Genauigkeit der Absorptionskonstanten und damit auf die Genauigkeit der bisherigen Berechnungen über die Strahlungsvorgänge in der Atmosphäre. Anhand dieses neuen Strahlungsdiagrammes, welches tatsächlich ein transformiertes MÖLLERsches Strahlungsdiagramm ist, wurden für mehrere typische Luftmassen Vergleichsrechnungen durchgeführt.

2. Absorptionseigenschaften der atmosphärischen Gase im infraroten Spektralbereich

A. Die Linienform der Spektrallinie

Es ist bekannt, daß in der Troposphäre und der unteren Stratosphäre von allen atmosphärischen Gasen der Wasserdampf und die Kohlensäure die weitaus wirksamsten Absorber und Strahler im Bereich der Infrarotstrahlung darstellen. In der mittleren und hohen Stratosphäre befindet sich als drittes absorbierendes Gas das Ozon, dessen geringe Strahlungswirkung vernachlässigt werden darf, wenn es sich um die Ermittlung der langwelligen Gesamtstrahlung der Atmosphäre handelt. Bei allen folgenden Erörterungen werden deshalb nur die Strahlungseigenschaften des Wasserdampfes und der Kohlensäure berücksichtigt.

Spektroskopische Aufnahmen zeigen, daß die Wasserdampfabsorption hauptsächlich in der Rotationsschwingungsbande bei 6,3 μ und der Rotationsbande, die sich von 20 μ bis über 100 μ erstreckt, stattfindet. Zwischen diesen Banden befindet sich das sogenannte Wasserdampffenster, das sich etwa von 8,5 μ bis 12,5 μ erstreckt. In diesem Bereich ist die Absorptionswirkung des Wasserdampfes so gering, daß die Erdstrahlung fast ungehindert in den Weltraum austreten kann. Neben einer Reihe von wenig bedeutsamen Kohlensäurebanden ist die CO_2-Bande von 13,5 μ bis 16,5 μ außerordentlich wichtig, da in diesem Spektralabschnitt die Absorption der Kohlensäure die des Wasserdampfes bei weitem überwiegt.

Die Absorptionsbanden sind aus zahlreichen Spektrallinien (Abb. 1) zusammengesetzt, deren Gestalt in guter Annäherung durch die LORENTZsche

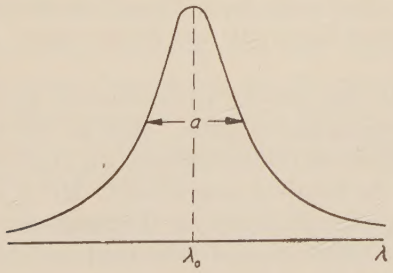

Abb. 1. Die Gestalt einer Spektrallinie

Liniengleichung beschrieben wird. Diese lautet:

$$K_\lambda = \frac{K_0 \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2}{(\lambda - \lambda_0)^2 + \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2} [\mathrm{cm}^{-1}] . \tag{1}$$

Hierbei sind λ die Wellenlänge, λ_0 die Wellenlänge der Linienmitte und α die Halbwertsbreite der Spektrallinie. Die Linienform genügt der Bedingung konstanter Gesamtintensität, d. h.

$$\int K_\lambda \, d\lambda = \text{const} ,$$

also unabhängig von α.

Nicht konstant jedoch ist die Halbwertsbreite der Spektrallinie. Neben der für diese Berechnungen als vernachlässigbar klein anzusehenden Eigendruck- sowie Dopplerverbreiterung gilt nach der kinetischen Theorie der Wärme für die Fremddruckverbreiterung:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{T_0}{T}} \quad [\mathrm{cm}^{-1}] . \tag{2}$$

p und T sind der atmosphärische Gesamtdruck und die Temperatur. Der Index Null bezieht sich auf den Normalzustand $p_0 = 1013$ mb, $T_0 = 273$ °K.

B. Die Bandenmodelle

Zur Integration der langwelligen Strahlung über die Wellenlängen ist es naheliegend, das komplizierte Spektrum der atmosphärischen Gase durch Bandenmodelle zu vereinfachen. Das Schnaidt/Möllersche [25] Modell faßt eine Gruppe von Spektrallinien zu einer einzigen künstlichen Linie zusammen und berücksichtigt die fast ausnahmslos auftretenden Überlappungen der Flügel von Spektrallinien mittels eines numerischen Verfahrens. Elsasser [8] führt ein mathematisches Bandenmodell ein, das sich aus periodisch auftretenden Spektrallinien gleicher Linienintensität sowie gleicher Halbwertsbreite zusammensetzt. Neuerdings wird auch das statistische Zufallsmodell von Goody [14] benutzt, welches dem unregelmäßigen Bau der Wasserdampfbanden Rechnung trägt. Nach Elsasser [9] sind wahre Bandenspektren weder so regelmäßig noch so unregelmäßig, wie sie durch sein mathematisches oder das Zufallsmodell beschrieben werden. Eine mehr reale Absorptionsfunktion sollte daher zwischen denjenigen Werten liegen, die aus diesen beiden Modellfunktionen entnommen werden.

Definiert man mit Möller den Linienabstand als die Hälfte der Entfernung zwischen zwei benachbarten Linien, dann ist für das gesamte langwellige Spektrum das Verhältnis von Linienabstand zur Halbwertsbreite bei Normaldruck günstig durch die Zahl 5,5 ausgedrückt. Mit $k_0 = 0{,}24$ cm^{-1} (Wert für den Bereich des Wasserdampffensters bei Möller) und mit der Annahme, daß die in der Goodyschen Bandenformel auftretende mittlere Linienintensität und mittlerer Linienabstand ebenfalls durch diese Konstanten festgelegt werden,

sind die Absorptionsfunktionen für alle drei Bandenmodelle berechnet worden. Aus Abb. 2 ist ersichtlich, daß die aus dem SCHNAIDT/MÖLLER-Modell abgeleiteten Werte wenigstens für diesen Spezialfall der ELSASSERschen Forderung entsprechen. Da bei allen Berechnungen nur das Produkt k_0 mit der Wasserdampfmenge u^* (cm ppw) auftritt, können die Absorptionswerte für beliebige Größen von k_0 ausgewertet werden.

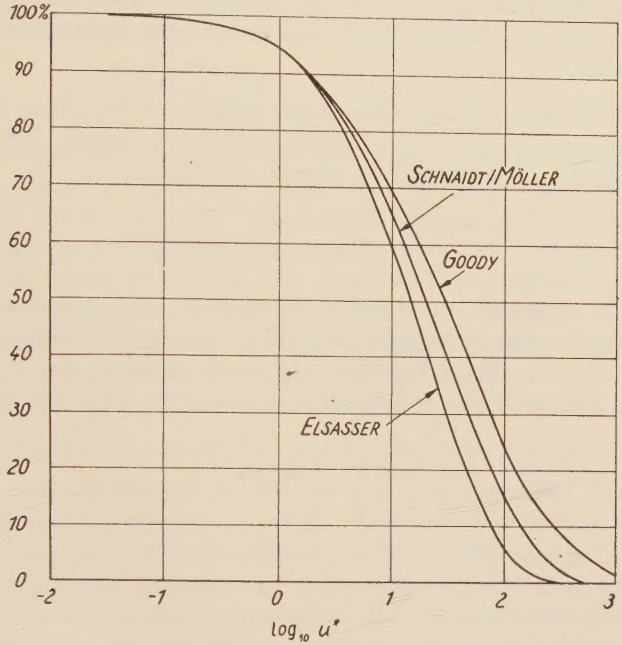

Abb. 2. Transmissionsfunktionen für Linearstrahlung; Vergleich der Bandenmodelle mit $k_0 = 0{,}24\ \mathrm{cm}^{-1}$

Allen Berechnungen wurde das SCHNAIDT/MÖLLERsche Modell zugrunde gelegt. MÖLLER [25] hat das gesamte Spektrum in 23 Intervalle aufgeteilt und diese durch verschiedene k_0-Werte charakterisiert, die sich über 5 Zehnerpotenzen erstrecken. Ferner wurde das zuvor angegebene Verhältnis von Linienabstand zu Linienbreite für alle Berechnungen benutzt.

3. Die Strahlungsübergangsgleichungen

A. Die Grundgleichung und ihre Integration

Nach dem LAMBERTschen Grundgesetz der Photometrie ist der Strahlungsstrom, der von einem Flächenelement df_1 (Abb. 3) unter dem Ausfallswinkel δ ausgesendet wird und auf einem Flächenelement df_2 unter dem Einfallswinkel i auftrifft, gegeben durch die Gleichung

$$dQ = \frac{I\, df_1 \cdot \cos\delta \cdot df_2 \cdot \cos i}{r^2} \quad [\mathrm{cal\ min}^{-1}]\,. \tag{3}$$

Abb. 3. LAMBERTS Grundgesetz der Photometrie

Hierbei sind I (cal/cm^2 min ster) die Strahlungsintensität, r der geometrische Abstand zwischen den beiden Flächenelementen und $df_2 \cos i$ die scheinbare Empfangsfläche.

Da der Strahlungsempfänger eine kugelförmige Oberfläche hat, kann $df_2 \cos i$ gleich dem Querschnitt πa^2 des „Black Ball" gesetzt werden, wobei a der Radius der Kugel ist. Somit erhält Formel (3) die Form

$$dQ = \frac{I\, df_1 \cos\delta\, \pi\, a^2}{r^2} \quad [\text{cal min}^{-1}]\,. \tag{4}$$

Dies ist der Strahlungsstrom, den der „Black Ball" vom strahlenden Flächenelement df_1 erhält. Es soll anhand der Abb. 4 derjenige Strahlungsstrom ermittelt werden, der den „Black Ball" erreicht, wenn an Stelle von df_1 die als eben anzusehende Erdoberfläche strahlt. Mit $df_1 = l\, dl\, d\varphi$, wo φ der Azimutwinkel ist, folgt:

$$dQ = \frac{\pi\, a^2\, I \cos\delta \cdot l \cdot dl \cdot d\varphi}{r^2} \quad [\text{cal min}^{-1}]\,.$$

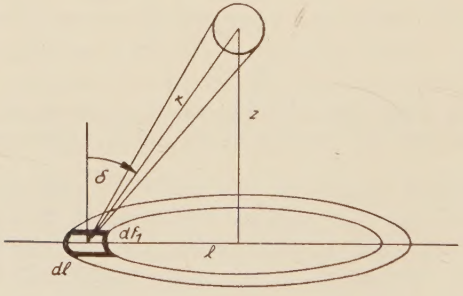

Abb. 4. Die Geometrie des Problems

Nach Berücksichtigung der Geometrie der Abb. 4 und der Annahme, daß keine absorbierende und strahlende Substanz sich zwischen Erdoberfläche und Empfänger befinden soll, ergibt sich mit Einführung der Wellenlängen- und Temperaturabhängigkeit der Strahlungsintensität bei Integration über die ganze Erdoberfläche die Gleichung

$$Q = 2\,\pi^2\, a^2 \int_0^{\infty} d\lambda \int_0^{\pi/2} I_{\lambda,T} \sin\delta\, d\delta \quad [\text{cal min}^{-1}]\,. \tag{5}$$

B. Die Strahlung einer atmosphärischen Gasschicht

Nun sei der Strahlungsstrom betrachtet, der von einer unendlich weit ausgedehnten, homogenen, gasförmigen Elementarschicht der Dicke dw und der Temperatur T auf den „Black Ball" gestrahlt wird. Nach dem KIRCHHOFFschen Gesetz wird die Emission der Schicht aus ihrer Absorption bestimmt. $I_{\lambda,T}$ bedeutet die von dieser Schicht ausgehende monochromatische Strahlungsintensität, A den prozentualen Anteil der Absorption; dann ist mit $E_{\lambda,T}$, der von der PLANCKschen Strahlungsfunktion vorgegebenen Intensität,

$$\frac{I_{\lambda,T}}{E_{\lambda,T}} = A \quad [\%] . \tag{6}$$

$E_{\lambda,T}$ ist diejenige Strahlungsgröße, die die Einheit der schwarzen Fläche bei der absoluten Temperatur T im Wellenlängenbereich $d\lambda$ in den Einheitsraumwinkel senkrecht zur Fläche aussendet. Die prozentuale Absorption A ist der Menge der absorbierenden Substanz dw proportional, wobei der Proportionalitätsfaktor der Absorptionskoeffizient K_λ ist. Aus dem KIRCHHOFFschen Gesetz geht hervor, daß ein senkrecht die Elementarschicht dw durchsetzender Strahl um den Anteil $K_\lambda\, dw$, ein schräg, unter dem Winkel δ einfallender Strahl um $K_\lambda \sec\delta\, dw$ geschwächt wird. Nach dem bisher Gesagten ist dann die Emission unter dem Winkel δ in den Einheitsraumwinkel

$$I_{\lambda,T}(\delta)\, d\lambda = K_\lambda \cdot \sec\delta \cdot dw \cdot E_{\lambda,T}\, d\lambda \quad [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}\,\text{ster}^{-1}] . \tag{7}$$

Zwischen der Elementarschicht und dem kugelförmigen Empfänger befindet sich ebenfalls absorbierendes Gas. Deshalb gelangt nicht der gesamte Strahlungsstrom, der von der Elementarschicht ausgeht, auf den „Black Ball", sondern die Strahlung wird nach einem Exponentialgesetz geschwächt. Strahlt nun nicht die Gasschicht dw allein, sondern wird die Ausstrahlung der gesamten Gasmenge zwischen dem Empfänger und beispielsweise dem Rande der Atmosphäre mit in die Rechnung einbezogen, dann ergibt sich aus den Formeln (5) und (7) für den Strahlungsstrom Q_H aus dem oberen Halbraum anhand der Abb. 5 folgende Beziehung:

$$Q_{OH} = 2\pi^2 \cdot a^2 \int_0^\infty d\lambda \int_0^{\pi/2} \int_0^u E_{\lambda,T(w)}\, K_\lambda \sec\delta \cdot e^{-\sec\delta\, K_\lambda (u-w)} \sin\delta\, d\delta\, d\,(u-w)$$

$$[\text{cal min}^{-1}] . \tag{8}$$

Für die Strahlungsströme aus dem unteren Halbraum, die von der Erdoberfläche und der Gasschicht zwischen dem Erdboden und dem Referenzniveau herrühren, ergibt sich entsprechend

$$Q_{UH} = 2\pi^2 \cdot a^2 \int_0^\infty d\lambda \int_0^{\pi/2} \int_0^{U-u} E_{\lambda,T(w)}\, K_\lambda \sec\delta\, e^{-\sec\delta\, K_\lambda (w-u)} \sin\delta\, d\delta\, d\,(w-u)$$

$$+ 2\pi^2 \cdot a^2 \int_0^\infty d\lambda \int_0^{\pi/2} E_{\lambda,T(w=U)}\, e^{-\sec\delta\, K_\lambda (U-u)} \sin\delta\, d\delta \; [\text{cal min}^{-1}] . \tag{9}$$

Die Gesamtstrahlung auf den „Black Ball" ist dann

$$Q = Q_{UH} + Q_{OH} . \tag{10}$$

C. Die Lösungen der Strahlungsübergangsgleichungen

a) Die Lösung der Strahlungsübergangsgleichung für eine isotherme Atmosphäre

Der kugelförmige Strahlungsempfänger befinde sich wieder im Niveau u der Atmosphäre und werde nur durch die emittierende Gasschicht zwischen dem Referenzniveau u und dem Erdboden bestrahlt. Die Strahlung des Erdbodens selbst sei zunächst nicht berücksichtigt. Die aus dem oberen Halbraum kommende Strahlung braucht nicht in einem getrennten Rechenverfahren bestimmt zu werden, da der Formalismus der gleiche bleibt und sich nur die Integrationsgrenzen, bezogen auf die emittierende Gasschicht, ändern. Um die Strahlung der Gasschicht einer isothermen Atmosphäre zu ermitteln, soll das Verfahren eingeschlagen werden, das erstmalig von Mügge und Möller [29] angewendet worden ist. Zu diesem Zwecke sei auf Gleichung (9) und auf Abb. 5 zurückgegriffen. Unter der Voraussetzung der Isothermie wird aus (9):

$$Q_{T_0} = 2\pi^2 \cdot a^2 \int_0^{\infty} d\lambda \int_0^{\pi/2} \int_0^{U-u} E_{\lambda,T_0} K_\lambda \sec\delta \, e^{-K_\lambda \sec\delta\,(w-u)} \sin\delta \, d\delta \, d\,(w-u)$$

$$[\text{cal/min}] . \qquad (11)$$

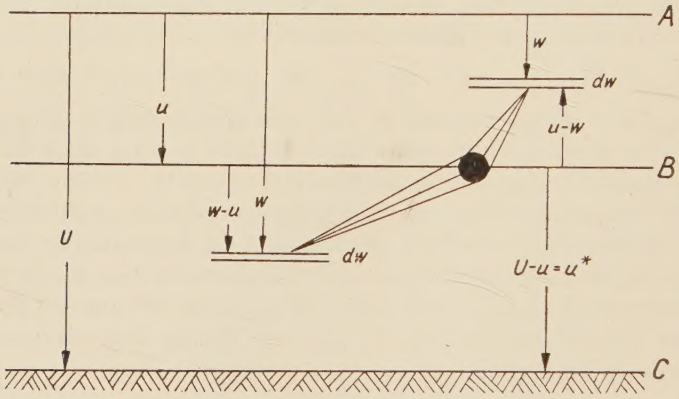

Abb. 5. Zur Integration der Strahlungsstromdichten;
A Atmosphärenrand, B Referenzniveau, C Erde

Mit der Substitution $\xi = \sec\delta$ und der Einführung der Goldschen Funktion

$$\int_1^{\infty} e^{-x\xi} \xi^{-i} \, d\xi = H_i(x) \qquad (12)$$

folgt

$$Q_{T_0} = 2\pi^2 \cdot a^2 \int_0^{\infty} E_{\lambda,T_0} d\lambda \int_0^{U-u} K_\lambda H_1 (K_\lambda [w-u]) \, d\,(w-u) \quad [\text{cal min}^{-1}] . \qquad (13)$$

Anwendung der Rechenregel

$$\int_0^x H_i(x) \, dx = H_{i+1}(0) - H_{i+1}(x)$$

ergibt

$$Q_{T_0} = 2\pi \cdot a^2 \left[\pi \int_0^\infty E_{\lambda, T_0} H_2(0)\, d\lambda - \pi \int_0^\infty E_{\lambda, T_0} H_2 (K_\lambda [U - u])\, d\lambda \right] \text{ [cal min}^{-1}\text{]}. \tag{14}$$

Mit $H_2(0) = 1$ sowie mit

$$\pi \int_0^\infty E_{\lambda, T_0}\, d\lambda = \sigma\, T_0^4 \quad \text{[cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}\text{]} \tag{15}$$

und mit $U - u = u^*$ folgt weiterhin

$$Q_{T_0} = 2\pi \cdot a^2 \left[\sigma\, T_0^4 - \pi \int_0^\infty E_{\lambda, T_0} H_2(K_\lambda\, u^*)\, d\lambda \right] = 2\pi\, a^2\, F_{T_0} \text{ [cal min}^{-1}\text{]}. \tag{16}$$

Der Klammerausdruck stellt die Strahlungsstromdichte als Funktion von u^* dar, die den „Black Ball" aus dem unteren isothermen Halbraum erreicht, wenn die Erdbodenstrahlung nicht mit einbezogen ist. Eine analoge Beziehung gilt bei entsprechenden Integrationsgrenzen für den oberen Halbraum.

Zwei Grenzfälle seien nun betrachtet:

1. Die Atmosphäre enthält kein strahlendes Gas, $u^* = 0 \rightarrow F_{T_0} = 0$, also empfängt der „Black Ball" keine Energie.
2. Die Atmosphäre enthält eine unendlich große Masse eines strahlenden Gases, $u^* = \infty \rightarrow F_{T_0} = \sigma\, T_0^4$ $\left(\text{da } H_2(\infty) = 0\right)$; in diesem Falle empfängt der „Black Ball" Schwarzstrahlung, unter der Voraussetzung, daß bei keiner Wellenlänge $K_\lambda = 0$ ist.

Der Wert „unendlich" wird niemals in der Atmosphäre selbst erreicht, jedoch behandelt man die Erdoberfläche oder eine Wolkenschicht so, als ob Erde oder Wolke eine isotherme, unendlich dicke, emittierende Gasschicht wären. Deshalb braucht die Strahlung der Erdoberfläche oder Wolke nicht durch ein getrenntes Rechenverfahren ermittelt zu werden, sondern ist bereits implizit in Formel (16) enthalten.

b) Die Lösung der Strahlungsübergangsgleichung für eine nichtisotherme Atmosphäre

Die Atmosphäre befindet sich im allgemeinen nicht im isothermen Zustand. Deshalb ist es erforderlich, Gleichung (16) allgemeiner auszudrücken. Der Gesamtgehalt U des gasförmigen Absorbers soll nun nicht mehr als Konstante, sondern als variable Größe aufgefaßt werden. Mit Gleichung (13) wird das Verhältnis Y definiert, so daß

$$Y = \frac{\dfrac{dF_T}{du^*}}{\dfrac{dF_{T_0}}{du^*}} = \frac{\dfrac{dQ_T}{2\pi\, a^2\, du^*}}{\dfrac{dQ_{T_0}}{2\pi\, a^2\, du^*}} = \frac{\displaystyle\int_0^\infty E_{\lambda, T} K_\lambda H_1(K_\lambda\, u^*)\, d\lambda}{\displaystyle\int_0^\infty E_{\lambda, T_0} K_\lambda H_1(K_\lambda\, u^*)\, d\lambda}. \tag{17}$$

Somit folgt:

$$F_T = \int_0^{u^*} Y(T, T_0; u^*)\, dF_{T_0} \quad \text{[cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}\text{]}. \tag{18}$$

Diese Gleichung wird wie folgt gedeutet: F_T ist die Strahlungsstromdichte, die den „Black Ball" aus dem unteren Halbraum einer beliebig geschichteten Atmosphäre erreicht. Analoges gilt für den oberen Halbraum. Das Integral ist eine Fläche in der $F_{T_0} - Y$-Ebene mit Y als Ordinate und F_{T_0} als Abszisse. Da Y von u^* und T und F_{T_0} von u^* abhängig sind, läßt sich das Integral in die $u^* - T$-Ebene transformieren. Für einen gegebenen Wert u^* und für die Bezugstemperatur $T = T_0 = 40$ °C wird durch Formel (16) ein Abschnitt auf der Abszisse bestimmt. Für jeden auf der Abszisse aufgetragenen u^*-Wert wird die Funktion Y für vorgegebene Werte von T berechnet. Auf diese Weise wird ein Netz von Isothermen konstruiert (siehe das Strahlungsdiagramm für einen kugelförmigen Empfänger, Abb. 6), in welches man einen beliebigen Zusammenhang zwischen u^* und T eintragen kann.

Bisher sind alle Gleichungen bezüglich der Masse eines strahlenden Gases abgeleitet worden, ohne näher zu erwähnen, ob die Variable w Wasserdampf oder Kohlensäure bedeutet. Es wird die Annahme gemacht, daß die Absorptionswirkung des atmosphärischen Wasserdampfes und der atmosphärischen Kohlensäure auf zwei voneinander

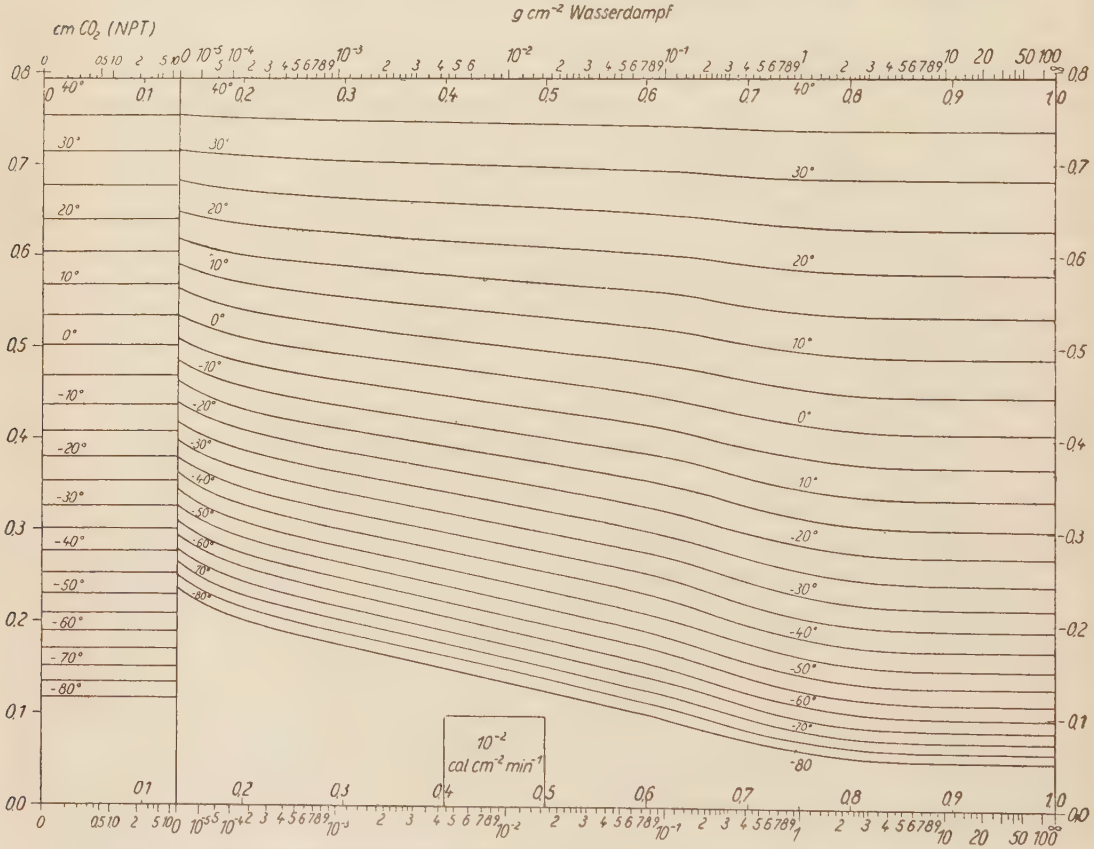

Abb. 6. Atmosphärisches Strahlungsdiagramm für einen kugelförmigen Empfänger (aufgebaut auf den von F. MÖLLER vorgegebenen Absorptionskonstanten)

scharf abgegrenzte spektrale Bereiche beschränkt ist. In dem Spektralbereich von 13,5 μ bis 16.5 μ überwiegt die Kohlensäureabsorption so stark, daß die gleichzeitig auftretende Wasserdampfabsorption in diesem Bereich vernachlässigt werden kann. Außerhalb dieses Bereiches tritt der entgegengesetzte Effekt auf. Mäßige Fehler infolge der spektralen Überlappung beider Gase bedeuten nur geringe Fehler bei der Ermittlung der Gesamtstrahlung. Da nun die Strahlungsbereiche beider Gase voneinander getrennt sind, können die Strahlungsübergangsgleichungen auf beide Gase bei Verwendung der entsprechenden Daten angewendet werden.

D. Das Strahlungsgleichgewicht des „Black Ball"

Es wird von der Voraussetzung ausgegangen, daß am „Black Ball" neben den langwelligen Strahlungsvorgängen kein anderer Wärmetransport existiert. Deshalb wird sich am „Black Ball" ein Strahlungsgleichgewicht einstellen. Dies bedeutet, daß die Oberfläche des „Black Ball" entsprechend dem STEFAN-BOLTZMANN-Gesetz den Strahlungsstrom

$$Q_B = 4\pi \cdot a^2 \cdot \sigma\, T_B^4 \quad [\text{cal min}^{-1}] \tag{19}$$

aussendet. Hierbei sind T_B die Strahlungstemperatur des „Black Ball" und σ die STEFAN/BOLTZMANN-Konstante. Im Strahlungsgleichgewicht ist die Einstrahlung Q gleich der Ausstrahlung Q_B, d. h.

$$4\pi \cdot a^2 \cdot \sigma\, T_B^4 = Q_{UH} + Q_{OH} = 2\pi a^2 [F_{T,UH} + F_{T,OH}] \ [\text{cal min}^{-1}]; \tag{20}$$

$$T_B = \sqrt[4]{\frac{1}{2\sigma}[F_{T,UH} + F_{T,OH}]} \ [°\text{K}]\,. \tag{21}$$

E. Die numerische Auswertung der Strahlungsübergangsgleichungen

Bei den Auswertungen der Integrale in (16) und (17) wurde eine Mittelung über die Funktionen $H_2(K_\lambda u^*)$ bzw. $K_\lambda H_1(K_\lambda u^*)$ in bezug auf die künstliche Spektrallinie nach SCHNAIDT/MÖLLER vorgenommen. Bei der Konstruktion des MÖLLERschen Strahlungsdiagrammes, das die Geometrie eines ebenen Empfängers berücksichtigt, tritt in der (16) analogen Gleichung an Stelle von $H_2(K_\lambda u^*)$ die Funktion $2\,H_3(K_\lambda u^*)$ auf. Die gemittelten GOLDschen Funktionen $\overline{H_2(K u^*)}$ und $2\,\overline{H_3(K u^*)}$ stellen Transmissionsfunktionen für diffuse Strahlung dar, wie sie sich aus der Geometrie für einen kugelförmigen und einen ebenen Strahlungsempfänger ergeben. Sie unterscheiden sich also in der Ordnung der GOLDschen Funktionen. Zu Vergleichszwecken sind beide Funktionen in der Abb. 7 aufgetragen, für den Fall, daß $k_0 = 1\ \text{cm}^{-1}$ und das Verhältnis Linienabstand zur Halbwertsbreite 5,5 beträgt. Die Funktion $2\,\overline{H_3(K u^*)}$ ist von MÖLLER [25] tabelliert worden. Der maximale Unterschied der beiden Transmissionsfunktionen beträgt etwa 10%. Die Transmissionswerte sind für den kugelförmigen Empfänger immer geringer als für die ebene Auffangfläche.

Die Gesamtauswertung der Integrale in (16) und (17) wurde durch Summation über das gesamte infrarote Spektrum vorgenommen, wobei die in Abschnitt 2B erwähnte Unterteilung in 23 Intervalle verwendet wurde.

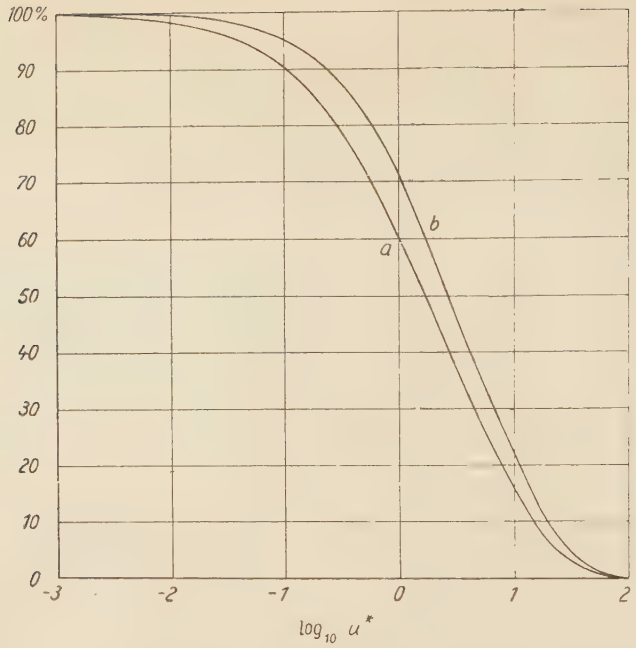

Abb. 7. Vergleich der Transmissionsfunktionen, bezogen auf den kugelförmigen (*a*) und den ebenen Empfänger (*b*)

Alle Mittelwertsbildungen wurden mit Hilfe des ersten Mittelwertsatzes der Integralrechnung durchgeführt; die Integrale wurden numerisch mittels der Simpsonschen Regel ausgewertet.

4. Beschreibung des Strahlungsdiagrammes für den kugelförmigen Empfänger

Abb. 6 zeigt das Strahlungsdiagramm zur Bestimmung von F_T nach (18) für den kugelförmigen Empfänger. Flächen auf dem Diagramm bedeuten ein Energiemaß pro Flächen- und Zeiteinheit. Als Grundeinheit ist 10^{-2} cal cm $^{-2}$ min^{-1} angegeben. Die Gesamtfläche beträgt 0,7928 cal cm^{-2} min^{-1} und entspricht der Schwarzkörperstrahlung einer 40 °C temperierten Einheitsfläche in den Halbraum. Das Diagramm besteht aus zwei Abschnitten. Die linke Teilfläche mit den geraden Isothermen gibt die Strahlung im Bereich der Kohlensäure von 13,5 μ—16,5 μ an, während die rechte Seite sich auf die Wasserdampfstrahlung bezieht.

Die linke Seite des Diagrammes trägt als Abszissenskala Werte für die wirksamen Mengen der Kohlensäure in cm NPT. Diese Skala umfaßt in Wirklichkeit alle Werte von 0 bis ∞. Die Strahlung einer unendlich großen Menge von Kohlensäure entspricht dann der Schwarzstrahlung im gesamten Wellenlängenbereich. In der Praxis hört die Skala aber schon bei etwa 20 cm auf, da schon diese optische Dicke nahezu die gesamte Schwarzkörperstrahlung emittiert.

Da die Planckscche Strahlungskurve im schmalen Bereich der Kohlensäure durch eine gerade Linie angenähert werden kann, erscheinen die Isothermen als horizontale Linien. Die Konstruktion der rechten Seite des Diagrammes ist sehr ähnlich. Auf der Abszisse sind die Werte für wirksame Mengen von Wasserdampf in g/cm² oder in cm Niederschlagswasser (ppw) aufgetragen. Die Isothermen weisen eine gewisse Krümmung auf, da bei der Auswertung der Ordinatenformel (17) die Integration über 22 Wellenlängenbereiche durchgeführt wurde und somit die Planckscche Funktion nicht mehr durch eine Gerade angenähert werden konnte.

Die im vorigen Abschnitt besprochenen Transmissionsfunktionen bewirken, daß beim Strahlungsdiagramm für den kugelförmigen Empfänger die u^*-Werte auf der Abszisse nach rechts gegenüber dem Möllerschen Strahlungsdiagramm verschoben sind und erst für größere Werte von u^* beide Skalen gleich werden.

5. Der Gebrauch des Strahlungsdiagrammes für einen kugelförmigen Empfänger

A. Meteorologische Daten als Eingangsparameter

Die vertikale Verteilung des Wasserdampfes sowie der Temperatur in der Atmosphäre muß für alle Berechnungen bekannt sein. Solche Daten werden normalerweise mit Hilfe von Radiosondenaufstiegen gewonnen. Standardinstrumente liefern nur zuverlässige Feuchtedaten bei Lufttemperaturen, die nicht geringer als ca. —40 °C sind. Die gemessenen Lufttemperaturen dagegen können für alle Höhen als relativ genau erachtet werden. Aus diesem Grunde gibt es kaum Feuchtemessungen auf routinemäßiger Basis, die die äquivalente Höhe von —40 °C übersteigen.

E. W. Barrett und Mitarbeiter [2] haben mittels hochtragender Ballons mit automatischen Reifpunkthygrometern das Mischungsverhältnis des Wasserdampfes in der Stratosphäre ermittelt. Sie fanden, daß dieses in der Stratosphäre den konstanten Wert von etwa 0,05 g/kg annimmt. Nach diesen Messungen sollten in der Stratosphäre Schichten bestehen, die Sättigung oder sogar Übersättigung aufweisen. Da aber, wie neuere Aerosolmessungen zeigen, selbst in der Stratosphäre noch zahlreiche Kondensationskerne zu finden sind, müssen die Barrettschen Wasserdampfdaten mit Vorbehalt betrachtet werden.

Eine große Anzahl von Flugzeugmessungen des Wasserdampfgehaltes in der oberen Troposphäre und der niederen Stratosphäre wurden von britischen Wissenschaftlern über Südengland durchgeführt, wie z. B. Murgatroyd und Mitarbeiter [31] berichten. Diese Messungen wurden mit visuellen Reifpunkthygrometern durchgeführt. Späterhin sind diese Flüge (Helliwell [17]) bis nach 40° und 70° Nord ausgedehnt worden. Für eine vorgegebene Höhe wurden nur schwache Veränderungen mit der Breite gefunden. Die britischen Feuchtemessungen zeigen, daß durch die obere Troposphäre hindurch, vom 500-mb-Niveau bis zur Tropopause, der Unterschied zwischen Luft- und Reifpunkttemperatur angenähert konstant bleibt. Nach diesen Messungen existiert in der niederen Stratosphäre ein etwa höhenkonstanter Reifpunktgradient bis zur Erreichung einer minimalen Reiftemperatur. Darüber ist der Reifpunktgradient angenähert Null. Diese Messungen sind kürzlich von D. G. Mur-

CRAY und Mitarbeitern [30] in den USA durch spektroskopische Feuchteuntersuchungen in der Stratosphäre bestätigt worden. Ihre Daten befinden sich ebenfalls in allgemeiner Übereinstimmung mit den älteren spektroskopischen Untersuchungen von J. YARNELL und R. M. GOODY [43].

Allen Berechnungen der Strahlungsgleichgewichtstemperaturen des „Black Ball" liegen vertikale Feuchte- und Temperaturverteilungen zugrunde, die entweder von GERGEN gegeben oder vom Wetterbüro der USA zur Verfügung gestellt wurden. Zur Ermittlung der Feuchtedaten für die höhere Troposphäre und niedere Stratosphäre wurden Feuchteextrapolationen im Sinne der britischen Messungen vorgenommen. Die durchschnittliche Reifpunktdifferenz der beiden zuletzt vorgegebenen Niveaus wurde ermittelt. Diese Differenz wurde bis zur Tropopausenhöhe als konstant angenommen und aus der Lufttemperatur die dazugehörige Reifpunkttemperatur bestimmt. Innerhalb der Stratosphäre wurde ein konstanter Reifpunktgradient von $-6{,}5°$/km angesetzt, bis eine relative Feuchte von 5% in bezug auf Eis erreicht wurde. Darüber wurde eine konstante Reifpunkttemperatur angenommen.

Ist q die spezifische Feuchte, g die Schwerebeschleunigung und p der atmosphärische Druck, dann wird die optische Dicke des Wasserdampfes einer Schicht bestimmt durch

$$\Delta u^* = \frac{q}{g}\Delta p \quad [\mathrm{g/cm^2}] .$$

Da es nicht möglich ist, die in Abschnitt 2 A erwähnte Fremddruckverbreiterung der Halbwertsbreite in die Koordinaten des Strahlungsdiagrammes einzubeziehen, wird, wie bei allen bekannten graphischen Methoden, an Stelle der Halbwertsbreite die optische Weglänge korrigiert. Der Wurzelausdruck $\sqrt{T_0/\bar{T}}$ kann mit nur geringer Ungenauigkeit für atmosphärische Temperaturen gleich Eins gesetzt werden. Setzt man am Referenzniveau die optische Weglänge gleich Null, dann ergibt sich als korrigierte optische Dicke des Wasserdampfes:

$$u^* = \int_0^p \frac{q}{g}\left(\frac{p}{p_0}\right) dp \quad [\mathrm{g/cm^2}] . \tag{22}$$

Die vertikale Verteilung der Kohlensäure ist wahrscheinlich von allen für die Rechnung erforderlichen Daten am besten bekannt. Die meisten Untersuchungen zeigen, daß die Konzentration angenähert höhenkonstant ist und etwa 0,03 Volumenprozente der Luft beträgt. Dieser Wert ist allen Berechnungen zugrunde gelegt und ergibt für die gesamte Atmosphäre den Wert von 240 cm NPT Kohlensäure. Wird p in mb angegeben, dann gilt für die korrigierte optische Dicke des Wasserdampfes:

$$c = 0{,}24 \int_0^p \left(\frac{p}{p_0}\right) dp \quad [\mathrm{cm\ NPT}] . \tag{23}$$

Ein Anwendungsbeispiel

Die Abb. 8 zeigt ein Anwendungsbeispiel zur Ermittlung der Strahlungsstromdichten für das Niveau $T = -38$ °C. Zu diesem Zwecke wird der aus einem Radiosondenaufstieg zu entnehmende u^*-T'-Zusammenhang auf dem Diagramm aufgetragen. Zwecks guter Übersicht sind an Stelle eines einzigen zwei Strahlungsdiagramme für den kugelförmigen Körper verwendet worden.

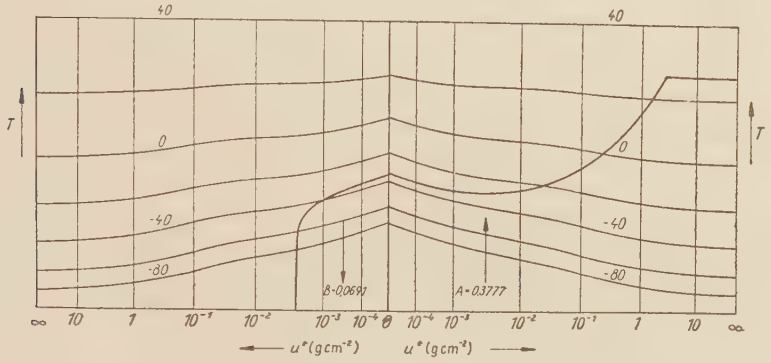

Abb. 8. Anwendungsbeispiel

Die gesamte effektive optische Dicke zwischen dem „Black Ball" und dem Erdboden beträgt im Beispiel 2,62 g cm^{-2}. Da nach Abb. 8 die Oberflächentemperatur der Erde 25 °C beträgt, wird die so entstandene Kurve beim letzten gegebenen Wert abgebrochen und dann entlang der 25°-Isotherme weitergeführt, bis der Wert unendlich ist. Dadurch ist auch die Strahlung des Erdbodens auf den „Black Ball" mit in die Rechnung einbezogen. In analoger Weise wird die von oben kommende Gegenstrahlung ermittelt, die den „Black Ball" im Niveau −38 °C erreicht. Die Gesamtstrahlung im Bereich des Wasserdampfes ist also durch die Fläche A (aufwärts gerichtete Strahlung) + B (abwärts gerichtete Strahlung) vorgegeben. Für wirkliche Berechnungen müssen in der gleichen Weise auch die Strahlungsstromdichten im Bereich der Kohlensäure ermittelt werden. Ihre in Abb. 8 weggelassenen aufwärts und abwärts gerichteten Komponenten seien mit $A' + B'$ bezeichnet und ergeben bei der angegebenen Temperaturschwankung den Wert 0,0723 cal cm^{-2} min^{-1}.

Im Sinne der Gleichung (21) wird die Strahlungstemperatur des „Black Ball" aus der Hälfte der aufwärts und der abwärts gerichteten Strahlungsströme ermittelt. Nach dieser ergibt sich:

$$T_B = \sqrt[4]{\frac{1}{2\sigma}\left[F_{T,uH} + F_{T,oH}\right]} = \sqrt[4]{\frac{1}{2\sigma}\left[A + A' + B + B'\right]} \quad [°K]$$

$$= \sqrt[4]{\frac{1}{2\sigma}\left[0{,}0723 + 0{,}0691 + 0{,}3777\right]} = -236\ °K\,. \qquad (24)$$

Der Einfluß von Wolken ist in dieser Arbeit nicht berücksichtigt worden, da sich alle Vergleiche auf Experimente beziehen, die in sternklaren Nächten durchgeführt wurden.

6. Die Erdoberfläche als gekrümmter Strahler

Bei der Ableitung der Strahlungsübergangsgleichungen wurde angenommen, daß die Erdoberfläche sowie die Atmosphäre unendlich weit ausgedehnt sind. Also wurde die Krümmung des Systems Erde—Atmosphäre vernachlässigt. Businger und Kuhn [5] haben gezeigt, daß diese Annahme für einen plattenförmigen, der Erdoberfläche parallelen Empfänger gut erfüllt ist. Weniger gut jedoch ist diese Annahme für einen kugelförmigen Strahlungsmesser erfüllt. Die beiden Autoren sind von dem hypothetischen Fall ausgegangen, daß sich in der Atmosphäre keine strahlende Substanz befinden solle. Die Strahlungsgleichgewichtstemperatur der beiden Strahlungsempfänger ist in diesem Falle lediglich durch die Temperatur der Erde, ihre Höhe über dem Erdboden und durch die Krümmung der Erdoberfläche bestimmt. Die auf der Platte einfallenden Strahlungsintensitäten gehen mit dem Kosinus des Einfallswinkels in die Berechnung der Strahlungsstromdichten ein. Das bedeutet also, daß die unter einem großen Einfallswinkel auftreffenden Strahlen nur von geringem Einfluß sind. Wird nun die Platte statt von der unendlich ausgedehnten Erdoberfläche von der gekrümmten Erde bestrahlt, dann bewirkt dies eine Änderung der unter großem Einfallswinkel auftreffenden Strahlungsintensitäten. Da diese ohnehin keinen großen Einfluß auf die Strahlung haben, wird die Abnahme der Strahlungstemperatur mit der Höhe nur sehr gering sein.

Anders ist es bei der Kugel. Da die Strahlungsintensitäten nicht mit dem Kosinus des Einfallswinkels in die Berechnung der Strahlungsstromdichten eingehen, zeigt sich der Einfluß der Krümmung der Erdoberfläche für die Strahlung unter großem Einfallswinkel schon recht merklich. In einer Höhe von 15 km über dem Erdboden ergibt sich für die Strahlungstemperatur der Kugel bereits eine Abweichung von mehreren Grad ihres Bodenwerts, während der Unterschied für den ebenen Empfänger nur ein Bruchteil eines Grades ist. Es sei der Fall betrachtet, daß sich der „Black Ball" im Vakuum direkt an der Erdoberfläche befinden solle, so daß keine Horizonteinengung auftritt. Die Bodentemperatur betrage, wie in dem gleich zu besprechenden Aufstieg RAS-135, ca. 25 °C. Die dazugehörige Strahlungsgleichgewichtstemperatur beläuft sich auf −22,5 °C. In einer Höhe von 15 km (angenähert 150 mb), ebenfalls im Vakuum, wird durch die Reduktion des Raumwinkels, unter welchem die Erde vom „Black Ball" gesehen wird, die Schwarzstrahlung der Erde um 7% verringert. Somit stellt sich am „Black Ball" eine Strahlungsgleichgewichtstemperatur von nur −27 °C ein.

Befindet sich nun das Instrument in der durch RAS-135 vorgegebenen „wahren" Atmosphäre, dann ändert sich die Strahlungstemperatur entsprechend. In der schematischen Abb. 9 stellt die unter der ausgezogenen Kurve dargestellte Fläche $A + B + D$ die Gesamtstrahlung auf den „Black Ball" dar,

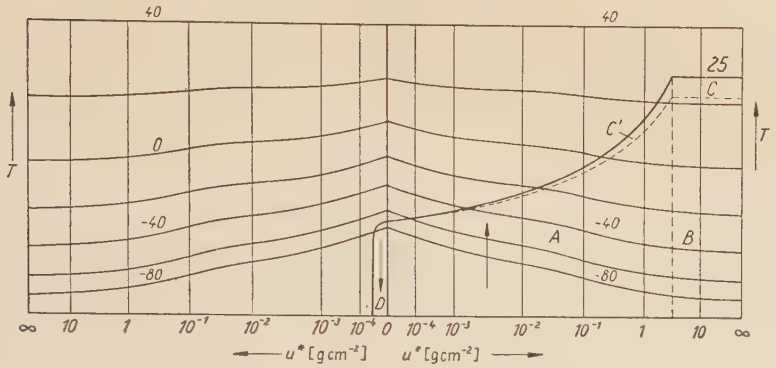

Abb. 9. Die Erde als gekrümmter Strahler

wenn das System Erde—Atmosphäre als eben angesehen wird. Infolge der Krümmung der Erdoberfläche muß die direkte Erdstrahlung B auf den Strahlungsmesser um 7% verringert werden, was durch Fläche C dargestellt wird. Von der Atmosphäre selbst fallen nur solche Strahlungsanteile ins Gewicht, die von relativ entfernten Schichten herrühren. Bei nahegelegenen Schichten macht sich die Krümmung der Atmosphäre nicht bemerkbar, was durch den nach links spitz zulaufenden Anteil C' gekennzeichnet wird. Es treffen also an Stelle von $(A + B + D)$ nur $(A + B + D - C - C')$ auf den „Black Ball".

Es sei nun im Falle der „wahren" Atmosphäre RAS-135 angenommen, daß ein Fünftel der gesamten Erdstrahlung (etwa Fläche B) direkt die Atmosphäre durchdringe. Dies hat zur Folge, daß die Strahlungsgleichgewichtstemperatur, die ohne Berücksichtigung der Krümmung −49 °C beträgt, um einige Zehntel Grad verringert wird. Berücksichtigt man außerdem die Krümmung der Atmosphäre dadurch, daß man nicht 1/5, sondern 1/3 für den Anteil der Erdstrahlung ansetzt, die die Atmosphäre durchdringt, dann stellt sich am „Black Ball" eine Strahlungsgleichgewichtstemperatur von −50 °C ein. Für alle hier betrachteten Fälle beträgt die maximale Abweichung von den errechneten Werten niemals mehr als 1,5 °C. Dies bewirkt, daß die Rechenwerte (siehe Tab. 1) sich den Meßwerten noch mehr annähern.

7. Vergleich der theoretisch und der experimentell bestimmten Strahlungsgleichgewichtstemperaturen

A. Die „Black-Ball"-Messungen

Die Größe, die der „Black Ball" mißt, ist die Strahlungsgleichgewichtstemperatur. Dies ist ein Parameter, der der Summe der aufwärts und der abwärts gerichteten Energieströme des infraroten Spektrums proportional ist. Der „Black Ball" befindet sich jedoch nicht im wahren Strahlungsgleichgewicht, da andere Arten der Wärmeübertragung nicht ausgeschaltet werden können. Aus diesem Grunde umgibt Gergen das Instrument mit einer für die langwellige

Strahlung durchsichtigen kugelförmigen Hülle, die es vor konvektivem Wärmetransport sowie vor Wärmeleitung schützt. Die Temperatur des Absorbers, die mit einem Thermistor gemessen wird, muß dennoch korrigiert werden, da das wahre Strahlungsgleichgewicht experimentell nicht gut genug verwirklicht werden konnte. Die Genauigkeit einer solchen Korrektur ist schwer abzuschätzen, jedoch vertritt Gergen den Standpunkt, daß die korrigierten Meßwerte sich um nur 1% von den wahren Strahlungstemperaturen unterscheiden.

Die Meßflüge wurden einige Stunden nach Sonnenuntergang über Minneapolis, USA, sowie in der Antarktis während der Periode konstanter Dunkelheit ausgeführt. Also repräsentieren die Aufstiege sehr verschiedene meteorologische Bedingungen. Einige typische Fälle sollen besprochen werden.

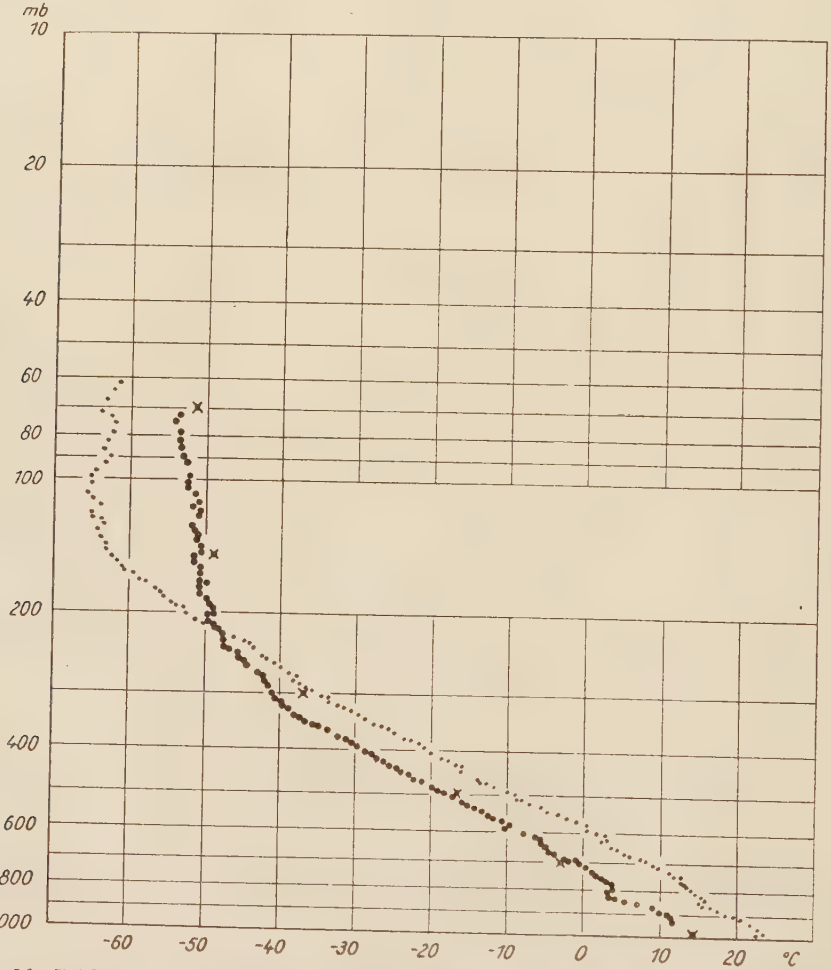

Abb. 10. RAS-99, 17. Juli 1955: Luft- und Strahlungstemperaturen über Minneapolis (nach Gergen); · Lufttemperatur, • beobachtete Strahlungstemperatur, × errechnete Strahlungstemperatur

B. Strahlungsgleichgewichtstemperaturen über Minneapolis im Sommer

In Abb. 10, die den Aufstieg RAS-99 darstellt, sind korrigierte gemessene sowie errechnete Strahlungstemperaturen und die Lufttemperatur wiedergegeben. Wie zu ersehen, können die Strahlungstemperaturen größer oder kleiner als die Lufttemperatur sein.

RAS-99 entspricht einer mehr oder weniger typischen maritimen, tropischen Luftmasse im Sommer für klare Nächte. Die relative Feuchte beträgt in den unteren drei Kilometern etwa 80%. Wegen der verhältnismäßig hohen Lufttemperaturen erhält man spezifische Feuchten von 10 bis 15 g/kg. Die Integration über die gesamte Atmosphäre liefert deshalb die große (druckkorrigierte) optische Dicke von 3 bis 3,5 cm ppw.

Man erkennt (Tab. 1), daß die theoretisch bestimmten Werte die gemessenen Strahlungstemperaturen bis auf 1—2 Grad Celsius annähern. Die errechneten Temperaturen sind beständig etwas höher als die experimentell ermittelten. Zu einem geringen Maße ist dieses Resultat darauf zurückzuführen, daß die Erdoberfläche als eben angenommen wurde. Eine Diskussion dieses Effektes ist bereits oben gegeben worden. Die größte Diskrepanz zwischen Meß- und Rechenwert ist im 300-mb-Niveau zu finden. Die Gegenstrahlung im 300-mb-Niveau ist noch keineswegs vernachlässigbar, da der oberhalb befindliche Wasserdampf noch ziemlich stark strahlt. Die Unsicherheit der Feuchteextrapolation geht daher voll in die Rechnung ein. Die zuverlässigsten Vergleiche findet man sicherlich für sehr große Höhen, für das 700-mb-Niveau sowie für den Boden. In sehr großen Höhen ist die Gegenstrahlung als vernachlässigbar klein anzusehen. Deshalb ist der Vergleich fast unabhängig von der Feuchteextrapolation. Die Strahlungsstromdichten, die den „Black Ball" im 700-mb-Niveau sowie in Bodennähe erreichen, stammen dagegen fast ausschließlich aus Schichten, deren Feuchte mit Hilfe von Radiosonden ermittelt wurde. Der Vergleich für diese Niveaus ist deshalb ebenfalls weitgehend unabhängig von der vorgenommenen Extrapolation. Oberhalb des 100-mb-Niveaus nähert sich die Strahlungstemperatur dem Wert von —52 °C. Dies gibt einfach die Tatsache wieder, daß oberhalb dieses Niveaus kaum noch absorbierende und somit emittierende Masse zu finden ist.

Ein anderer Aufstieg desselben Typus, nämlich RAS-135, ist ebenfalls durchgerechnet worden (vgl. Tab. 1, S. 41). Theorie und Messung zeigen ungefähr den gleichen Gang. Bemerkenswert für diesen Aufstieg ist jedoch die Tatsache, daß die Meßwerte selbst oberhalb des 100-mb-Niveaus noch abnehmen. Das steht im Widerspruch zu den Rechenwerten. Die Feuchteextrapolation liefert Strahlungstemperaturen, die sich oberhalb dieses Niveaus nur noch unwesentlich ändern. Dies deutet darauf hin, daß sich oberhalb des 100-mb-Niveaus noch absorbierende Substanz unbekannten Ursprungs befinden muß, möglicherweise sogar eine konzentrierte Ozonschicht. Der Fehler ist jedoch nicht groß, da ja auch mit ansteigender Höhe der Krümmungseffekt der Erdoberfläche größer wird.

C. Strahlungsgleichgewichtstemperaturen über McMurdo Sound, Antarktis, im südlichen Winter

Die Messungen über McMurdo Sound, direkt am Rande der Roß-See, wurden bei extremen meteorologischen Verhältnissen durchgeführt. Von einer längeren Reihe von Aufstiegen können jedoch nur drei Meßflüge für Vergleichszwecke verwendet werden, weil alle anderen bei bewölktem Himmel durchgeführt wurden. Alle Messungen wurden während der Periode konstanter Dunkelheit vorgenommen. Die Lufttemperaturen sind sogar an der Erdoberfläche sehr gering, —25 °C und weniger. Wegen dieser tiefen Temperaturen ergeben selbst hohe relative Feuchten nur sehr geringe optische Dicken, da ja für die Ermittlung der optischen Dicke stets die spezifische Feuchte eingeht. Somit kann der Atmosphäre nur eine geringe Absorptionsfähigkeit zugeschrieben werden. Da keine Feuchteprofile für die höhere Atmosphäre vorliegen, wurde zunächst der Einfluß der Feuchte abgeschätzt. Zu diesem Zwecke wurden zwei Versuchsrechnungen durchgeführt. Einmal wurde eine höhenkonstante relative Feuchte von 80%, zum anderen eine solche von nur 30% angenommen. Wenn die Lufttemperatur von —35° unterschritten war, wurde diese in bezug auf Eis definiert. Die gemessenen Feuchtewerte liegen etwa auf halbem Wege zwischen den beiden angenommenen Werten. Die Temperaturverteilung wurde in beiden Fällen gleich angenommen, nämlich wie sie für den Aufstieg RAS-6 vorgegeben ist. Die beiden Feuchte-Annahmen ergeben Strahlungstemperaturen, die nur um etwa zwei Grad voneinander abweichen. Aus diesem Grunde müssen bei diesen Berechnungen die Feuchteextrapolationen von sehr untergeordneter Bedeutung sein. Der Grund für die geringe Abweichung, trotz der recht unterschiedlichen relativen Feuchten, kann mit Hilfe des Strahlungsdiagrammes gefunden werden; sie beruht auf einem Kompensationseffekt. In einer feuchten Atmosphäre sind die von unten kommenden Strahlungsströme nicht so groß wie die aufwärts gerichteten Strahlungsströme in einer trockneren Atmosphäre, da letztere viel transparenter für die infrarote Strahlung ist. In der feuchten Atmosphäre dagegen sind die von oben kommenden Strahlungsströme wiederum größer als diejenigen der trockenen Atmosphäre. Da aber für alle Berechnungen der Strahlungstemperatur die Summe der aufwärts und der abwärts gerichteten Strahlungsströme, also die Summe der Flächen im Diagramm, benötigt wird, ergibt sich für die geringen Temperaturen, wie sie in der Antarktis gefunden werden, ein sehr beachtlicher Kompensationseffekt. Dieser Effekt ist natürlich überall wirksam, jedoch macht er sich bei diesen Aufstiegen besonders stark bemerkbar.

Bei den üblichen Strahlungsberechnungen, bei denen die Nettostrahlung (aufwärts minus abwärts gerichtete Strahlungsstromdichte) sowie deren vertikale Divergenz bestimmt werden, treten zwischen feuchten und trockenen Atmosphären gerade besonders große Unterschiede auf.

Beim Vergleich zwischen beobachteten und errechneten Werten findet man für die oberen Schichten ausgezeichnete Übereinstimmung, während geringere Abweichungen in der unteren Atmosphäre zu finden sind. Die Vergleiche für

Tab. 1. Zusammenstellung aller Vergleichsdaten einschließlich prozentualer Fehler

	Strahlungstemperaturen (°C)		Fehler (%) im Energiemaß
	beobachtet	berechnet	
Antarktische Luftmasse, McMurdo Sound (78 °S, 167 °E)			
RAS-6 (12. Juni 1956)			
900 mb	−32,0	−35	+ 5
700 mb	−39,0	−41	+ 3,5
500 mb	−49,5	−52	+ 4,5
300 mb	−66,5	−66	− 1,0
150 mb	−70,0	−70	0
RAS-11 (1. Juli 1956)			
900 mb	−45,0	−42	− 5,5
700 mb	−46,5	−44	− 4,5
500 mb	−55,5	−56	+ 1,0
300 mb	−71,0	−70	− 2,5
150 mb	−75,0	−75	0
RAS-13 (6. Juli 1956)			
900 mb	−33,0	−38	+ 8,0
700 mb	−42,5	−43	+ 1,0
500 mb	−52,0	−53	+ 2,0
300 mb	fehlt		
150 mb			
Tropische Luftmasse, Minneapolis (45 °N)			
RAS-135 (18. Aug. 1955)			
Oberfläche	18 (extrapol.)	17	+ 1,5
700 mb	− 3	− 2	− 1,5
500 mb	−22	−20	− 3,0
300 mb	−42	−38	− 9,0
150 mb	−51	−49	− 3,5
70 mb	−53	−51	− 3,5
30 mb	−58	−52	−11,5
RAS-99 (17. Juli 1955)			
Oberfläche	14 (extrapol.)	14	0
700 mb	− 3	− 3	0
500 mb	−17	−17	0
300 mb	−41	−37	− 7,0
150 mb	−51	−49	− 3,5
70 mb	−53	−52	− 2,0
Polare Luftmasse, Minneapolis (45 °N)			
RAS-254 (18. März 1956)			
Oberfläche	−22	−11	−18,5
700 mb	−37	−29	−14,0
500 mb	−50	−40	−19,0
300 mb	−59	−53	−11,5
150 mb	−61	−58	− 6,0
80 mb	−63	−61	− 4,0

Fortsetzung von Tab. 1

	Strahlungstemperaturen (°C)		Fehler (%) im Energiemaß
	beobachtet	berechnet	
RAS-217 (6. Febr. 1956)			
Oberfläche	−23	−15	−13,5
700 mb	−29	−21	−14,0
500 mb	−45	−35	−18,5
300 mb	−56	−52	− 7,5
150 mb	−61	−58	− 6,0
70 mb	−63	−61	− 4,0
20 mb	−63	−62	− 2,0

zwei andere antarktische Aufstiege, RAS-11 und RAS-13, zeigen ein sehr ähnliches Verhalten (siehe Tab. 1).

D. Strahlungsgleichgewichtstemperaturen über Minneapolis im Winter

Ein anderer typischer Fall ist durch eine klare Winternacht in mittleren Breiten gegeben: Aufstieg RAS-217 (Abb. 11). Ausgezeichnete Übereinstimmung wird für höher gelegene Niveaus gefunden, während der Vergleich für die mittlere sowie untere Troposphäre unbefriedigend ausfällt. Die größte Diskrepanz besteht in Erdbodennähe. Um die Beobachtung und die Theorie für die untersten Niveaus in Einklang zu bringen, müßte die Oberflächentemperatur um 20 °C geringer als die Hüttentemperatur sein. Dies ist sehr unwahrscheinlich, da gewöhnlich „Black-Ball"-Aufstiege kurz nach Sonnenuntergang gemacht wurden. Die gleiche Diskrepanz findet man für einen zweiten Winteraufstieg RAS-254 über Minnesota (Tab. 1). Diese Diskrepanzen führten zu dem Verdacht, daß bei den Winteraufstiegen über Minnesota die Konvektionskorrektur die Ursache der schlechten Übereinstimmung in allen den Fällen sein könnte, für welche man große Unterschiede zwischen der Luft- und der Strahlungstemperatur findet. In 25 ausgewählten Fällen (vgl. Tab. 1) wurde recht gute, zumindest aber befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung gefunden. Es ist noch sehr bemerkenswert, daß selbst für die beiden fraglichen Aufstiege recht gute Übereinstimmung für höhere Niveaus gefunden wurde. Eine Anzahl von Messungen der Gegenstrahlung sind von anderen Experimentatoren, wie noch in Abschnitt 8 ausgeführt wird, an der Erdoberfläche durchgeführt worden. Solche großen Unterschiede wie hier bei den GERGEN-schen Wintermessungen über Minnesota sind jedoch niemals gefunden worden. Der Verdacht, daß es sich in diesen beiden Fällen um eine fehlerhafte Konvektionskorrektur handeln könnte, ist inzwischen von GERGEN (persönliche Mitteilung) bestätigt worden. Leider stehen die verbesserten Resultate noch aus, so daß kein gültiger Vergleich gemacht werden konnte.

Eine Zusammenstellung aller Vergleichsrechnungen ist der Tab. 1 zu entnehmen. Der relative Fehler zwischen Beobachtung und Rechnung ist so

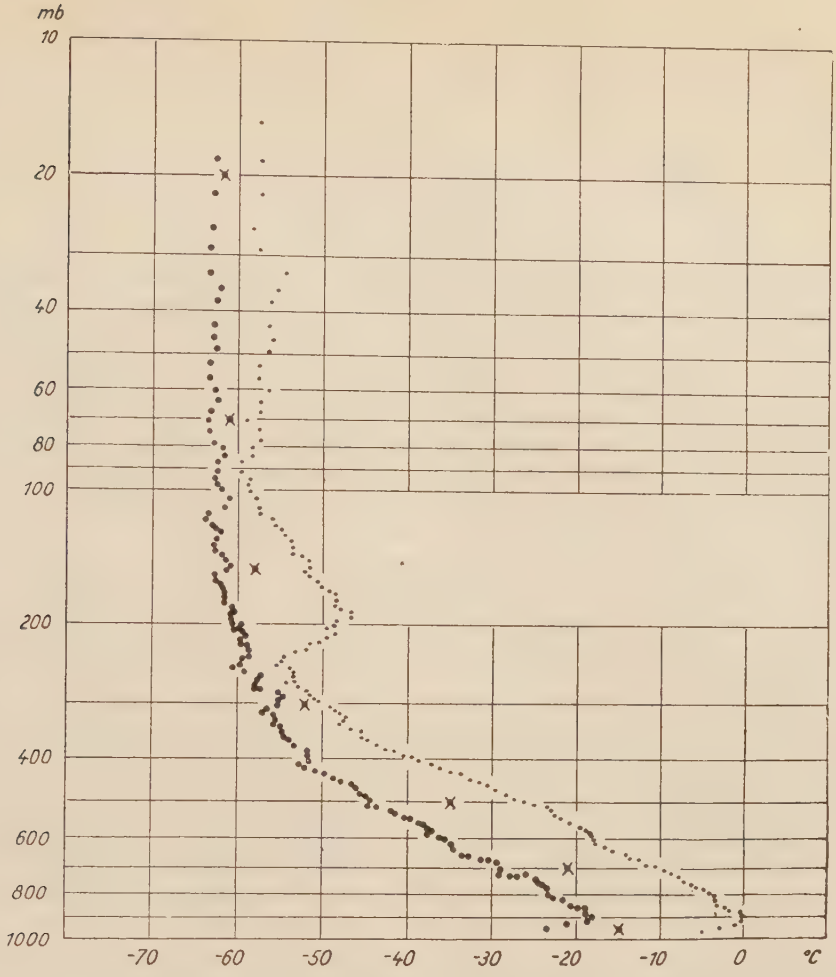

Abb. 11. RAS-217, 6. Febr. 1956: Luft- und Strahlungstemperaturen über Minneapolis (nach GERGEN); Symbole wie in Abb. 10

definiert, daß das Minuszeichen einen geringeren Beobachtungswert als den Rechenwert im Energiemaß angibt.

E. GERGENS Vergleich mit dem ELSASSERschen Strahlungsdiagramm

GERGEN [12] hat in Ermangelung eines Strahlungsdiagrammes für einen kugelförmigen Empfänger mit Hilfe des ELSASSERschen [8] Strahlungsdiagrammes eine Reihe von Vergleichsrechnungen durchgeführt. Bezeichnet man mit „ELSASSER" die aus dem ELSASSERschen, mit „MÖLLER" die aus dem neuen Strahlungsdiagramm ermittelten Werte, dann ergibt sich für RAS-99 (siehe Tab. 1) folgender Vergleich:

	korrigierter Meßwert	Elsasser	Möller
	°C	°C	°C
700 mb	— 3	— 3	— 3
500 mb	—17	—17	—17
300 mb	—41	—33	—37
150 mb	—51	—46	—49

Gergen leitete aus diesen wie aus anderen Vergleichsdaten ab, daß die Diskrepanz zwischen Messungen und Rechnung mit der Höhe ansteigt. Das würde bedeuten, daß Berechnungen der Ausstrahlung in den Weltraum viel zu große Werte liefern. Allerdings liegt Gergens Berechnungen die Wurzelkorrektur $\sqrt{p/p_0}$ an Stelle der theoretisch begründbaren linearen p/p_0-Korrektur [Gleichung (2)] der optischen Dicke zugrunde. Erfahrungsgemäß liefern beide Gesetze nur geringe Abweichungen voneinander. Die verhältnismäßig große Diskrepanz zwischen Messung und Gergens Rechnung kann drei verschiedene Ursachen haben:

1. Es ist prinzipiell nicht zulässig, die Ergebnisse, die mittels des Elsasserschen Strahlungsdiagrammes gewonnen wurden, auf die „Black-Ball"-Messungen anzuwenden, weil dieses für einen ebenen Empfänger konstruiert wurde.
2. Die von Gergen anhand der Barrettschen Messungen (Abschnitt 5 A) angenommene spezifische Feuchte von 0,05 g/kg für die Stratosphäre ist im Sinne der britischen Feuchtemessungen um fast eine Zehnerpotenz zu groß.
3. Das Elsassersche Strahlungsdiagramm schreibt der Atmosphäre wesentlich zu geringe Absorption zu. Dies steht im Gegensatz zu den Schlüssen, die aus den Messungen der Gegenstrahlung (Kap. 8) gezogen werden können. Allerdings wird bei dem älteren Elsassersche Strahlungsdiagramm die Kohlensäure als Schwarzstrahler angesehen.

Wegen der ersten beiden Punkte kann Gergens Schluß nicht als bindend angesehen werden.

8. Vergleiche anderer Autoren

Wie zu Anfang ausgeführt, konnten Gergens Messungen nur zu einer Kontrolle der von Möller verwendeten Absorptionskonstanten benutzt werden, nicht zur Überprüfung der Strahlungsberechnungen selbst. Direkte Vergleiche sind dagegen möglich, wenn ebene horizontale, nicht kugelförmige Empfänger zu Messungen verwendet wurden.

Im folgenden soll eine Anzahl von experimentellen Ergebnissen mit den entsprechenden theoretischen Resultaten verglichen werden.

W. Pohl [35] hat in der Nähe von München sechs Strahlungsaufstiege in der freien Atmosphäre ausgeführt und seine Meßergebnisse mit dem Möllerschen Strahlungsdiagramm verglichen. Nach Pohl stimmen Theorie und Messungen größenordnungsmäßig überein. Pohl findet, daß die gemessenen Nettostrahlungsstromdichten ziemlich große

Schwankungen mit der Höhe zeigen, während die Strahlungsstromdichte-Höhenkurve, die mittels des Diagrammes gefunden wurde, einen verhältnismäßig glatten Verlauf zeigt. Natürlich können mit dem Strahlungsdiagramm nicht alle kleinen Schwankungen ermittelt werden, wie sie vielleicht in der Atmosphäre auftreten. Dies ist auf den Integrationscharakter des Diagrammes sowie auf nicht genügend genaue Feuchtedaten zurückzuführen. Die Realität dieser Schwankungen ist auch noch umstritten. Ähnliche Messungen von J. Businger und P. Kuhn [5] zeigen einen viel glatteren Verlauf der Nettostrahlung.

G. D. Robinson [36] hat eine Vergleichsstatistik der am Boden gemessenen Gegenstrahlung mit theoretisch bestimmten Werten veröffentlicht. Die theoretischen Werte entnahm er dem Elsasserschen [8] Strahlungsdiagramm. Die Messungen erstrecken sich über die Monate September bis einschließlich Januar und wurden in Südengland ausgeführt. Robinson fand eine Maximumdiskrepanz von 14% in dem Sinne, daß das Elsasser-Strahlungsdiagramm die Gegenstrahlung überschätzt.

K. H. Schmidt [38] machte einen ähnlichen Vergleich für seine in Norddeutschland durchgeführten Messungen der Gegenstrahlung. Zum Vergleich wurden das Elsassersche [8] sowie das Möllersche [24] Strahlungsdiagramm benutzt. Der Vergleich erstreckte sich über die Monate August, September und Januar. Nach Schmidt betragen die Abweichungen zwischen Messung und Theorie nicht mehr als 10%. Nach seinen Angaben überschätzt in vielen Fällen das Elsasser-Diagramm die Gegenstrahlung, während das Möllersche Diagramm die von oben kommende infrarote Strahlung in den meisten Fällen unterschätzt.

Kürzlich (1960) haben K. Y. Kondratiev und H. I. Niilisk [19] einen Vergleich der Strahlungsdiagramme untereinander durchgeführt. Zu diesem Zwecke wurden die Resultate von sieben verschiedenen Rechenpapieren benutzt, darunter die wohlbekannten Rechenpapiere von Elsasser, Möller und Yamamoto. Zwei dieser Diagramme von F. N. Schechter und A. A. Dmitriev waren hier vorher nicht bekannt und sind auch von Kondratiev und Niilisk nur kurz beschrieben worden. Die Autoren behaupten, daß gute Übereinstimmung zwischen Messungen und dem Schechter-Diagramm besteht. Leider erwähnen die Autoren nicht, ob es sich um Freiluft- oder Bodenmessungen handelt. Durch Vergleiche der Strahlungsdiagramme mit Modellatmosphären sowie mit Messungen kommen die Autoren zu dem vorläufigen Schluß, daß die Diagramme von F. N. Schechter, F. A. Brooks und G. Yamamoto die zuverlässigsten sind. Da es nur sehr schwer möglich ist, eine sichere Aussage aus dem geringen angegebenen Beobachtungsmaterial zu machen, kann ein solcher Schluß nur mit Vorbehalt hingenommen werden.

R. H. G. Mook [21] hat sehr umfangreiche Vergleichsrechnungen mit Hilfe der Strahlungsdiagramme von Elsasser [8], Möller und Yamamoto durchgeführt. Die dazugehörigen Messungen wurden von H. C. Hoinkes während der U.S.-I.G.Y. antarktischen Expedition 1957/58 in der Antarktis ausgeführt. Diese — wie alle anderen Messungen, mit Ausnahme der Freiluftmessungen von Pohl — wurden an der Erdoberfläche vorgenommen und stellen die abwärts gerichtete Gegenstrahlung dar. Mook fand für Beobachtungswerte von 0,180 cal/cm² min bis 0,230 cal/cm² min eine mittlere Abweichung von 0,007 Einheiten (mittlere prozentuale Abweichung 3,5%) für das Möllersche und eine mittlere Abweichung von 0,020 Einheiten (mittlere prozentuale Abweichung 9,5%) für das Yamamotosche Strahlungsdiagramm. Beide Diagramme unterschätzen im Mittel die von oben kommende Gegenstrahlung. Das Elsassersche Strahlungsdiagramm liefert in vielen Fällen zu große Werte. Mook gibt eine mittlere Abweichung von 0,013 Einheiten (mittlere prozentuale Abweichung 6%) an. Beim Gebrauch des Elsasserschen Strahlungsdiagrammes zur Ermittlung der Gegenstrahlung im Kohlensäurebereich gebrauchte Mook nicht die Hüttentemperatur, sondern eine höhere Temperatur, die sich als arithmetisches Mittel aus Hütten- und Inversionstemperatur ergab, um somit den Einfluß der starken Bodeninversionen zu berücksichtigen. Die an-

gegebenen Abweichungen zeigen, daß nach den Hoinkesschen Messungen das Möllersche Strahlungsdiagramm für antarktische Luftmassen zuverlässigere Werte liefert als die beiden anderen von Mook zum Vergleich herangezogenen Strahlungsdiagramme.

9. Ausdeutung der Ergebnisse

Die in diesem Teil der Arbeit vorgenommenen Vergleiche zwischen Messung und den aus dem Möllerschen Strahlungsdiagramm abgeleiteten Werten lassen sich zu folgenden Ergebnissen zusammenfassen:

1. Die Anwendung des Möllerschen Strahlungsdiagrammes zur Ermittlung der infraroten Strahlung der Atmosphäre gibt gute Übereinstimmung mit den Messungen.
2. Die gemessenen Strahlungstemperaturen sind fast ausnahmslos geringer als die theoretisch bestimmten Werte. Zu einem geringen Maße kann das auf den nicht berücksichtigten Krümmungseffekt der Erdoberfläche zurückgeführt werden, wenn stratosphärische Niveaus betrachtet werden.
3. Geht man von der Annahme aus, daß die „Black-Ball"-Messungen absolut korrekt sind, dann liefert das Strahlungsdiagramm eine etwas zu geringe Absorptionsfähigkeit der Atmosphäre, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Schmidt und Mook.
4. Endgültige Ergebnisse können erst dann gegeben werden, wenn zusammen mit den „Black-Ball"-Aufstiegen die Feuchteprofile bis in große Höhen gemessen werden, so daß alle Feuchteextrapolationen unnötig werden. Weiterhin wurden alle Vergleichsrechnungen unter der Annahme durchgeführt, daß die Strahlungstemperatur der Erde und die Hüttentemperatur genau übereinstimmen. Diese Bedingung ist sicherlich nicht scharf erfüllt. Deshalb ist es wünschenswert, die Oberflächentemperatur der Erde entlang der Flugbahn zu kennen. Messungen über dem Meere könnten das Problem zufriedenstellend lösen. Nach Erfüllung dieser Bedingungen könnte zur Verfeinerung der Ergebnisse eine Korrektur zur Berücksichtigung des Krümmungseffektes der Erdoberfläche angebracht werden. Eine solche Korrektion wirkt in dem Sinne, daß Rechnung und Messung noch etwas besser übereinstimmen.
5. Das Möllersche Strahlungsdiagramm liefert ausgezeichnete Werte, wenn es sich um die Ermittlung von Strahlungsstromdichten in Atmosphären großer optischer Dicke handelt.
6. Selbst unte ungünstigsten Bedingungen erhält man mit dem Strahlungspapier kaum Fehler von mehr als 10%—20%. In den meisten Fällen beträgt die Abweichung von der Messung weniger als 5% und ist selbst für das 300-mb-Niveau nur 7%—10%.
7. Da in allen Fällen die Übereinstimmung für stratosphärische Niveaus recht gut ist, darf daraus geschlossen werden, daß Berechnungen mit dem Möllerschen Diagramm über die Ausstrahlung des Systems Erde—Atmosphäre in den Weltraum nahezu korrekt sind.

8. Zu Beginn dieser Arbeit wurde erwartet, aus den Vergleichen eine Verbesserung der Absorptionskonstanten des Strahlungsdiagrammes abzuleiten. Das hätte etwa so geschehen können, daß man die Isothermen des Diagrammes als vorgegeben ansieht, um dann mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung die u^*-Werte der Abszisse den Meßwerten anzupassen. Dies kann jedoch nicht mit Sicherheit getan werden, da zu viele Unbekannte in eine solche Korrektionsrechnung eingehen. Weiterhin eignen sich die „Black-Ball"-Messungen erst dann zur genaueren Überprüfung der Absorptionskonstanten, wenn zusammen mit den Strahlungsaufstiegen auch die Feuchte bis in große Höhen gemessen wird. Wegen des zuvor besprochenen Kompensationseffektes können verschiedene Feuchteextrapolationen zu annähernd gleichen Ergebnissen führen und somit eine Ausgleichsrechnung in Frage stellen.

II. Langwellige Strahlungswirkungen einer hochgelegenen Dunstschicht in der Atmosphäre

10. Einführung und Problemstellung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde ein Verfahren beschrieben, das zur Ermittlung der Dichten des langwelligen Strahlungsstromes auf einen „Black Ball" dient. Es ist aber für fast alle Probleme der langwelligen Strahlung erforderlich, die Strahlungsstromdichten auf einen ebenen, nicht kugelförmigen Empfänger zu beziehen. Die in der Physik der Atmosphäre hauptsächlich interessierende Strahlungsgröße ist die vertikale Divergenz der Strahlungsstromdichten, aus der die Abkühlung oder Erwärmung der atmosphärischen Luft ermittelt wird. Um solche Strahlungsdivergenzen zu erhalten, muß also von dem ursprünglichen Strahlungsdiagramm Gebrauch gemacht werden.

Größe und Vorzeichen der Divergenz der Strahlungsstromdichten werden bestimmt durch die Konzentration der absorbierenden Gase, ihre Vertikalverteilung sowie die Höhenverteilung der Temperatur. Es sei zunächst die Annahme gemacht, daß in einer wolkenlosen Atmosphäre die Menge der absorbierenden Substanz sich mit der Höhe stetig verringere. Dann erhält man für eine isotherme Atmosphäre sowie für eine Normalatmosphäre immer eine Abkühlung. Dies ist besonders leicht im Falle der isothermen Atmosphäre zu überblicken, da die aufwärts gerichtete Strahlung sich nicht mit der Höhe ändert und die abwärts gerichtete ständig abnimmt. Es ergibt sich also eine mit der Höhe zunehmende Nettostrahlungsstromdichte, die mit einer Abkühlung der atmosphärischen Luft verbunden ist. Im Falle der Normalatmosphäre ist dieser Effekt in abgeschwächtem Maße zu finden, da die aufwärts gerichtete Strahlungsstromdichte wegen der nach oben zu abnehmenden Temperatur ebenfalls abnimmt. Es kann deshalb behauptet werden, daß in einer wolkenlosen, normal geschichteten Atmosphäre, in der Temperatur und Menge der absorbierenden Substanz mit der Höhe abnehmen, infolge der langwelligen

Ausstrahlung gegen den Weltraum immer eine Abkühlung eintritt. Oftmals jedoch weist die Atmosphäre Besonderheiten der Schichtung auf. A. Bruinenberg [4] hat nachgewiesen, daß Knicke in der Höhen-Feuchtekurve zu übernormaler Abkühlung oder sogar zur Erwärmung führen können.

Ein scharfer Knick in der Feuchtekurve bedeutet eine Erwärmung, wenn die Feuchte mit der Höhe zunimmt. Dies ist auf die zusätzliche Ausstrahlungsbehinderung nach oben zurückzuführen. Eine scharfe Abnahme der Feuchte bedeutet wegen der erleichterten Ausstrahlung demgemäß eine starke Abkühlung. Knicke in der Temperatur-Höhenkurve, ohne daß nennenswerte Feuchteänderungen auftreten, führen ebenfalls zu übernormaler Abkühlung oder sogar zur Erwärmung. Dieser Effekt ist von F. Möller [26] besonders für Temperaturknicke an der Tropopause demonstriert worden, an der immer eine Erwärmungsspitze zu finden ist. Es ist aber bekannt, daß wegen der Feuchte- und Temperatursprünge übernormale Abkühlung oder Erwärmung nur in dünnen Schichten von wenigen hundert Metern Dicke auftritt.

Besondere Verhältnisse treten infolge der atmosphärischen Ozonverteilung auf. Der Ozongehalt ist minimal an der Erdoberfläche und steigt mit der Höhe an. Die maximale Konzentration wird in etwa 25 km Höhe beobachtet. Infolge der Ausstrahlungsbehinderung im sonst durchlässigenWasserdampffenster kommt es von etwa 5 km bis 20 km, also in der unteren Hälfte der Ozonschicht, zu einer sehr geringen Erwärmung, die nur Zehntel eines Grades beträgt. Ähnliche Verhältnisse treten bei der Kohlensäure und dem Wasserdampf nicht auf. Infolge der höhenkonstanten Kohlensäurekonzentration kommt es mit Ausnahme des Temperaturknickes an der Tropopause immer zu einer geringen Abkühlung. Beim Wasserdampf bewirkt eine Zunahme der relativen Feuchte mit der Höhe im allgemeinen keine Erwärmung, da der Sättigungsdampfdruck mit abnehmender Temperatur stark absinkt.

Aus diesem Grunde ist es erstaunlich, daß die während des IGJ von Rönicke [37] durchgeführten Messungen der langwelligen Strahlungsbilanz in tropischen Luftmassen über Zentralamerika starke Erwärmungen in mehrere Kilometer dicken Schichten, hauptsächlich unterhalb der Tropopause, zeigen. Zudem ist sicher, daß es sich immer um eine Abnahme der Temperatur mit der Höhe handelt. Suomi [40] fand ähnliche, jedoch schwächere Effekte über Stationen der Vereinigten Staaten. Wie sind diese Erwärmungen im Langwelligen zu verstehen? Eine Wirkung des Ozons kann es nicht sein, denn es ist bekannt, daß in tropischen Breiten eine nennenswerte Konzentration von Ozon erst oberhalb von 18 km zu finden ist und diese niemals, wie insbesondere G. N. Plass [32] gezeigt hat, für starke Aufheizung von 5°/Tag und mehr verantwortlich gemacht werden kann. Da keine Wolken beobachtet wurden, die für die Erwärmung der Schicht in Frage kämen, muß ein anderer, zusätzlicher Absorber vorhanden sein, da ein Aufheizungseffekt dieser Stärke nur durch einen zusätzlichen Strahler erklärt werden kann. Es liegt die Annahme nahe, daß es sich bei dem fraglichen Strahler um Dunst handelt, wie er von Wetterfliegern häufig beobachtet wird, selbst wenn Bodenbeobachtungen auf einen klaren Himmel hindeuten.

D. Deirmendjian [6] hat gezeigt, daß der Extinktionskoeffizient (Absorptionskoeffizient + Streukoeffizient) für atmosphärischen Dunst, den er als Gemisch von Wassertröpfchen annahm, für eine vorgegebene Verteilung im Bereich von 3 μ bis 15 μ sich um etwa eine Zehnerpotenz ändert, während im gleichen Wellenlängenbereich die Absorptionskoeffizienten des Wasserdampfes sich um 4 Zehnerpotenzen ändern. Im Vergleich dazu kann Dunst als graustrahlende Substanz angesehen werden.

Im folgenden soll der Versuch gemacht werden, die Rönickeschen Meßergebnisse als Dunsteffekte zu deuten. Da alle bekannten Strahlungsdiagramme sich nur auf atmosphärische Gase beziehen, muß ein anderer Weg zur Ermittlung der Divergenzen der Strahlungsstromdichten eingeschlagen werden, wenn eine gleichzeitige Absorption von selektiv absorbierenden Gasen sowie grau absorbierender Substanz auftritt. Ein solches Verfahren ist erstmalig von F. Möller [22] angegeben worden und stellt eine graphische Methode dar, die gleichzeitige Anwesenheit zweier Strahler zu berücksichtigen. Dieses Verfahren ist zu einer numerischen Methode umgewandelt worden.

11. Das Rechenverfahren

A. Die Ausgangsgleichung

Zur Ermittlung der Strahlungsstromdichten in einer Atmosphäre, die selektiv-(w) und graustrahlende (μ) Substanz enthält, kann nach Möller [22] folgende Beziehung benutzt werden:

$$dF_T(w,\mu) = \left(1 - \frac{F_T(\mu)}{\sigma\, T^4}\right) dF_T(w) + \left(1 - \frac{F_T(w)}{\sigma\, T^4}\right) dF_T(\mu) \quad [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]\,. \tag{25}$$

Der Differentialausdruck auf der linken Seite der Gleichung stellt die Strahlungsstromdichte dar, die das Referenzniveau durchsetzt und von einer unendlich ausgedehnten Elementarschicht emittiert wird. Auf der rechten Seite stehen die Differentialausdrücke $dF_T(w)$ und $dF_T(\mu)$. Ersterer stellt den Anteil dar, der von der selektiv strahlenden Substanz der Elementarschicht herrührt und das Referenzniveau erreichen würde, wenn nur selektiv absorbierende Substanz zwischen der Elementarschicht und dem Referenzniveau vorhanden wäre. Entsprechendes gilt für $dF_T(\mu)$. Es tritt jedoch zusätzliche Absorption auf für beide dF_T, da die Selektivstrahlung ebenfalls graue Substanz und die Graustrahlung selektiv absorbierende Substanz durchlaufen muß; deshalb können die beiden Klammerausdrücke als Transmissionsfaktoren angesehen werden.

Geht man, wie in Teil I, von der Voraussetzung aus, daß der Wasserdampf und die Kohlensäure in voneinander getrennten Spektralbereichen strahlen, dann ergeben sich folgende Teilstrahlungen:

1. Strahlung des Wasserdampfes, vermindert durch Wasserdampfabsorption und Absorption der grauen Substanz;
2. Strahlung der grauen Substanz, vermindert durch die Absorption der grauen Substanz und die des Wasserdampfes;
3. Strahlung der Kohlensäure, vermindert durch Kohlensäureabsorption und durch Absorption der grauen Substanz;

4. Strahlung der grauen Substanz, vermindert durch Absorption der grauen Substanz und die der Kohlensäure.

B. Einführung der Emissivityfunktionen

a) Die Emissivityfunktion für Graustrahlung

Konstruiert man das Möllersche Strahlungsdiagramm, also das Diagramm für einen ebenen Empfänger, dann ergibt sich als Strahlungsgesetz für eine isotherme Atmosphäre, die einen selektiven Absorber enthält [in Analogie zu Formel (16)]:

$$F_T = \int_0^\infty [1 - 2\,H_3\,(K_\lambda\,u^*)]\,\pi\,E_{\lambda,T}\,d\lambda = \sigma\,T^4 - 2\,\pi \int_0^\infty E_{\lambda,T}\,H_3\,(K_\lambda\,u^*)\,d\lambda$$

$$[\text{cal cm}^{-2}\ \text{min}^{-1}]\,. \qquad (26)$$

Ist der Absorptionskoeffizient grau, also wellenlängenunabhängig, findet man mit der optischen Dicke $K\,\mu$ für den grauen Absorber:

$$\frac{F_T}{\sigma\,T^4} = 1 - 2\,H_3(K\,\mu) = \varepsilon(\mu) \quad [\%]\,. \qquad (27)$$

$\varepsilon(\mu)$ wird als Emissivityfunktion bezeichnet und ist z. B. in Linkes „Meteorologischem Taschenbuch" tabelliert.

b) Die Emissivityfunktion für Wasserdampfstrahlung

Wie aus der Definition der Emissivity $\varepsilon = F_T/\sigma\,T^4$ hervorgeht, muß die Strahlungsstromdichte $F_T(u^*)$ für Wasserdampf ermittelt werden, um die entsprechenden Emissivitywerte zu erhalten. Für eine isotherme Atmosphäre erhält man diese aus Gleichung (26). Da es sich aber nicht um die Gesamtstrahlung aller Wellenlängen handelt, muß die Strahlung im Bereich der Kohlensäure beiseite gelassen werden; also gilt für die Emissivity des Wasserdampfes:

$$\varepsilon(u^*) = \frac{\int_0^{13{,}5} [1 - 2\,H_3(K_\lambda\,u^*)]\,\pi\,E_{\lambda,T}\,d\lambda + \int_{16{,}5}^\infty [1 - 2\,H_3\,(K_\lambda\,u^*)]\,\pi\,E_{\lambda,T}\,d\lambda}{\varkappa\,\sigma\,T^4}\,. \qquad (28)$$

Hierbei bezieht sich $\varkappa\,\sigma\,T^4$ auf die Schwarzstrahlung im Wasserdampfbereich, $\varkappa$ ist von T fast unabhängig. Diese Größe kann direkt dem Möllerschen Strahlungsdiagramm entnommen werden. Zur Erklärung sei wegen der Ähnlichkeit mit dem Möllerschen Strahlungsdiagramm auf das Diagramm für den kugelförmigen Empfänger verwiesen. Bekanntlich stellt die Größe u^* [s. (16) und (26)] einen gegebenen Wasserdampfwert auf der Abszissenachse eines jeden dieser Strahlungsdiagramme dar. u^* kann also alle Werte des Wasserdampfgehaltes von $u^* = 0$ bis $u^* = \infty$ annehmen. Für einen gegebenen Wasserdampfwert u^* (cm ppw) und eine gegebene Temperatur T muß die Fläche unter der Isotherme T zwischen $u^* = 0$ und u^* integriert und durch $\varkappa\,\sigma\,T^4$ geteilt werden. Dies ist der Emissivitywert. Die Emissivityfunktion ist auf diese Weise für 10 °C-Intervalle ermittelt worden. Das Strahlungsdiagramm zeigt,

daß eine lineare Interpolation in einem solchen Temperaturintervall zulässig ist. Um Strahlungsstromdichten für sehr geringe Wasserdampfmengen ermitteln zu können, wurde eine Interpolationsformel gefunden, die die Emissivity des Wasserdampfes für kleine u^*-Werte recht genau wiedergibt:

$$\varepsilon(u^*)_{T=40^\circ} = A \ln (1 + B\, u^*) \quad [\%] . \tag{29}$$

Hierbei ist $\varepsilon(u^*)$ die Emissivityfunktion für 40 °C. A und B sind Konstanten ($A = 0{,}0782$; $B = 0{,}395 \times 10^4$). Tab. 2 stellt einen Vergleich dar.

Tab. 2. Vergleiche der Emissivitywerte für Wasserdampf

u^*	10^{-4}	2	4	6	8	10^{-3} cm	
ε	2,6	4,4	7,5	9,6	11,4	12,9	Diagramm
ε	2,6	4,5	7,4	9,5	11,2	12,5	Formel

Die Abhängigkeit der Emissivityfunktionen des Wasserdampfes von der Temperatur ist in Abb. 12 dargestellt.

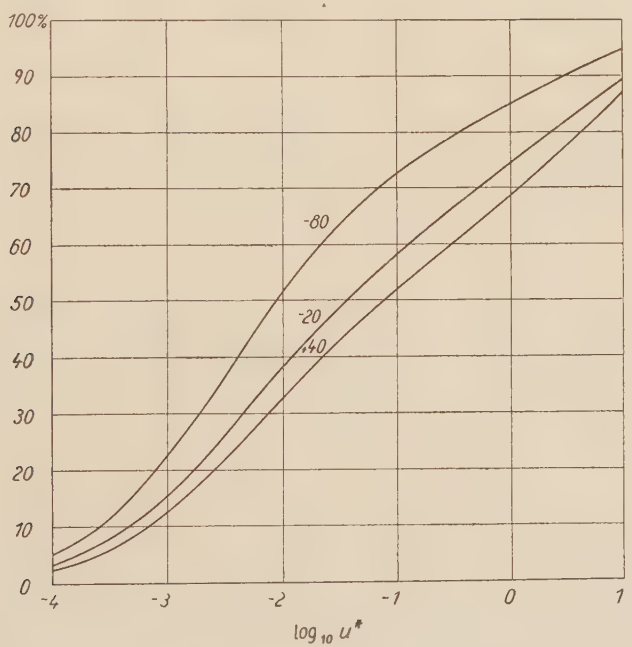

Abb. 12. Die Emissivityfunktion $\varepsilon(u^*)$ für Wasserdampf

u^*, im erweiterten Sinne, gibt auch den Wert des Wasserdampfes an, der z. B. zwischen dem Referenzniveau (siehe Abb. 13) und einer beliebigen Elementarschicht oberhalb oder unterhalb desselben liegt. Wird w als laufende Variable bezeichnet und stellt u den Wasserdampfgehalt zwischen dem Rand der

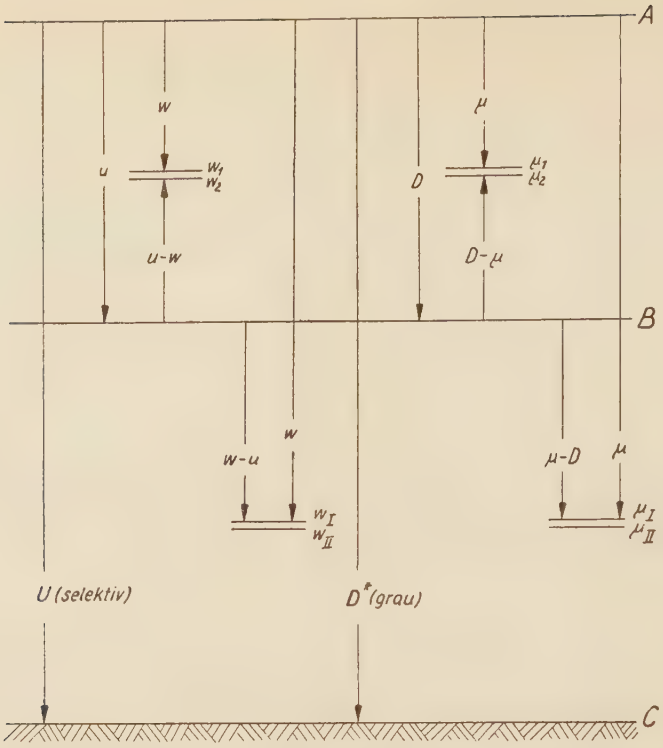

Abb. 13. Zur Integration der Strahlungsstromdichten; A Atmosphärenrand, B Referenzniveau, C Erde

Atmosphäre und dem Referenzniveau dar, dann entspricht ebenfalls $\varepsilon_w (w - u) \equiv \varepsilon(u_1^*)$ und $\varepsilon_w (u - w) \equiv \varepsilon(u_2^*)$. Es ist deshalb zulässig, anstatt $\varepsilon(u^*)$ auch diese Identitäten zu gebrauchen, was an anderer Stelle geschehen wird. In Analogie dazu wird die Emissivity für Graustrahlung [vgl. (27)] ebenfalls als

$$\varepsilon_\mu (\mu - D) \text{ oder } \varepsilon_\mu (D - \mu)$$

bezeichnet.

c) Die Emissivityfunktion für Kohlensäure

Die Ermittlung der Kohlensäure-Emissivity wird dadurch vereinfacht, daß die Strahlung der Kohlensäure auf einen engen Spektralbereich beschränkt ist. Infolgedessen kann für die Kohlensäure eine temperaturunabhängige Emissivity angegeben werden, die mit ausreichender Genauigkeit die Verhältnisse der Kohlensäurestrahlung wiedergibt. Diese kann wieder angenähert werden durch

$$\varepsilon_c = a \ln (1 + b\, c)\,, \quad \text{wenn} \quad 0 \leqq c \leqq 25 \text{ cm}\,. \tag{30}$$

a und b sind wieder zwei Konstanten ($a = 0{,}1820$; $b = 10$). Diese Formel, wie die oben angegebene für den Wasserdampf, ergibt $\varepsilon_c = 0$ für $c = 0$. Wie die

c-Skala im MÖLLERschen Strahlungsdiagramm zeigt, wird bei $c = 25$ cm NTP schon die Schwarzstrahlung der Kohlensäure emittiert. Deshalb darf auch die Emissivityformel nicht für größere Werte als $c = 25$ cm verwendet werden, da sonst $\varepsilon(c) > 1$ würde. Tab. 3 zeigt einen Vergleich der wahren und der errechneten Emissivitywerte, wobei die „wahren" Werte dem Diagramm entnommen wurden.

Tab. 3. Vergleich der Emissivitywerte für Kohlensäure

c	0,1	0,3	0,5	1	3	10	20	25	cm
ε	13	26	35	46	64	85	97	100	Diagramm
ε	13	25	33	44	62	84	97	100	Formel

C. Die Endformeln

Gleichung (25) soll nun so umgewandelt werden, daß sie zur numerischen Auswertung benutzt werden kann. Bezeichnet man ganz allgemein die Emissivity wieder mit ε, dann ist

$$F_T = \varepsilon\, \sigma\, T^4 \quad \text{und} \quad dF_T = \sigma\, T^4\, d\varepsilon \quad [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]\,, \tag{31}$$

wenn man annimmt, daß ε unabhängig von der Temperatur ist. Diese Voraussetzung ist für den grauen Absorber erfüllt und innerhalb der Rechengenauigkeit auch für die Kohlensäure. Für den Wasserdampf trifft sie nicht zu. Bei der Ermittlung der Strahlungsstromdichten wird die Atmosphäre in dünne Schichten unterteilt, innerhalb deren die Temperatur sich nur wenig ändert. Da die Emissivityfunktion für den Wasserdampf nur langsam mit der Temperatur variiert, ist obige Voraussetzung im Rahmen der hier erforderlichen Rechengenauigkeit ebenfalls erfüllt.

Substitution der Formel (31) in Gleichung (25) ergibt:

$$dF_T(w,\mu) = (1 - \varepsilon_\mu)\, \sigma\, T^4\, d\varepsilon_w + (1 - \varepsilon_w)\, \sigma\, T^4\, d\varepsilon_\mu \quad [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]. \tag{32}$$

Zunächst werden anhand der Abb. 13 einige Hilfsgrößen eingeführt. U und D^* symbolisieren den Gesamtgehalt der selektiv und der grau absorbierenden Substanz in der Atmosphäre, während u und D sich auf die Mengen der farbig und der grau wirkenden Absorber zwischen einem beliebig gewählten Referenzniveau innerhalb der Atmosphäre und dem „Rande" der Atmosphäre beziehen. w und μ werden als laufende Variable verwendet. An Stelle von $\sigma\, T^4$ muß $\varkappa\, \sigma\, T^4$ angegeben werden, da es sich nicht um die gesamte Schwarzstrahlung in den Halbraum handelt, sondern nur um den Anteil, der jeweils im Bereich der Selektivabsorber Wasserdampf oder Kohlensäure emittiert wird. Nach Einführung dieser Bezeichnungen beträgt die im Referenzniveau abwärts gerichtete Strahlungsstromdichte:

$$F_T^{\downarrow}(w,\mu) = \int_0^u [1 - \varepsilon_\mu\,(D - \mu)]\, \varkappa\, \sigma\, T_w^4\, d\varepsilon_w\,(u - w) + \int_0^D [1 - \varepsilon_w\,(u - w)]\, \varkappa\, \sigma\, T_\mu^4\, d\varepsilon_\mu\,(D - \mu) \quad [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]\,. \tag{33}$$

Die im gleichen Niveau aufwärts gerichtete Strahlungsstromdichte ist entsprechend:

$$F_T^{\uparrow}(w,\mu) = \int_0^{U-u} [1-\varepsilon_\mu(\mu-D)]\,\varkappa\,\sigma\,T_w^4\,d\varepsilon_w(w-u) + \int_0^{D^*-D} [1-\varepsilon_w(w-u)]\,\varkappa\,\sigma\,T_\mu^4\,d\varepsilon_\mu(u-D) + \varkappa\,\sigma\,T_{\text{Erde}}^4\,f(\varepsilon_w,\varepsilon_\mu)$$

$$[\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}], \qquad (34)$$

wobei $f(\varepsilon_w,\varepsilon_\mu)$ eine Transmissionsgröße ist, die die Schwächung der Erdstrahlung durch den selektiven wie den grauen Absorber angibt. Obige Ausdrücke können wegen der empirischen Natur der Emissivityfunktionen nicht geschlossen integriert werden. Deshalb muß die Auswertung der Formeln numerisch durchgeführt werden. Zu diesem Zwecke sei eine atmosphärische Schicht endlicher Dicke betrachtet. Es soll zunächst diejenige Strahlungsstromdichte ermittelt werden, die z. B. von der dünnen Schicht $(w_2-w_1;\mu_2-\mu_1)$ herrührt und das Referenzniveau von oben durchsetzt. Nach Mittelbildung und der Annahme, daß die gewählte Schicht durch eine einzige effektive Mitteltemperatur T_E gekennzeichnet werden kann, findet man:

$$\Delta F_T^{\downarrow}(w,\mu) = \varkappa\,\sigma\,T_E^4\left\{\left(1-\varepsilon_\mu\left[D-\frac{\mu_1+\mu_2}{2}\right]\right)[\varepsilon_w(u-w_1)-\varepsilon_w(u-w_2)]\right.$$

$$\left.+\left(1-\varepsilon_w\left[u-\frac{w_1+w_2}{2}\right]\right)[\varepsilon_\mu(D-\mu_1)-\varepsilon_\mu(D-\mu_2)]\right\}\ [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]. \qquad (35)$$

Wenn $\varepsilon\left(\frac{x_1+x_2}{2}\right)=\frac{1}{2}\varepsilon(x_1)+\frac{1}{2}\varepsilon(x_2)$ gesetzt wird, erhält man folgende Form:

$$\Delta F_T^{\downarrow}(w,\mu) = \varkappa\,\sigma\,T_E^4\left\{\left[1-\frac{\varepsilon_\mu(D-\mu_1)}{2}-\frac{\varepsilon_\mu(D-\mu_2)}{2}\right]\right.$$

$$\times[\varepsilon_w(u-w_1)-\varepsilon_w(u-w_2)]+\left[1-\frac{\varepsilon_w(u-w_1)}{2}-\frac{\varepsilon_w(u-w_2)}{2}\right]$$

$$\left.\times[\varepsilon_\mu(D-\mu_1)-\varepsilon_\mu(D-\mu_2)]\right\}. \qquad (36)$$

Ausmultiplizieren ergibt:

$$\Delta F_T^{\downarrow}(w,\mu) = \varkappa\,\sigma\,T_E^4\{\varepsilon_w(u-w_1)-\varepsilon_w(u-w_2)+\varepsilon_\mu(D-\mu_1)-\varepsilon_\mu(D-\mu_2)$$

$$-\varepsilon_w(u-w_1)\cdot\varepsilon_\mu(D-\mu_1)+\varepsilon_w(u-w_2)\cdot\varepsilon_\mu(D-\mu_2)\}\ [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]. \qquad (37)$$

Für die aufwärts gerichtete Strahlung der Teilschicht $(w_{\text{II}}-w_{\text{I}};\,\mu_{\text{II}}-\mu_{\text{I}})$ findet man entsprechend:

$$\Delta F_T^{\uparrow}(w,\mu) = \varkappa\,\sigma\,T_E^4\{\varepsilon_w(w_{\text{I}}-u)-\varepsilon_w(w_{\text{II}}-u)+\varepsilon_\mu(\mu_{\text{I}}-D)-\varepsilon_\mu(\mu_{\text{II}}-D)$$

$$-\varepsilon_w(w_{\text{I}}-u)\cdot\varepsilon_\mu(\mu_{\text{I}}-D)+\varepsilon_w(w_{\text{II}}-\mu)\cdot\varepsilon_\mu(\mu_{\text{II}}-D)\}\ [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]. \qquad (38)$$

Diese Beziehungen gestatten, die gemeinsame Wirkung der infraroten Strahlung einer selektiv- und graustrahlenden atmosphärischen Schicht zu erfassen.

Sie können daher auf die gleichzeitige Anwesenheit von Wasserdampf und grauem Strahler sowie Kohlensäure und grauem Strahler angewendet werden.

Bei Ermittlung der Erdstrahlung wird die Erdoberfläche durch eine unendlich dicke isotherme Wasserdampf- oder Kohlensäureschicht ersetzt, so daß für die letzte Schicht $w_{II} = \infty$, $\varepsilon(\infty) = 1$ wird. Es muß darauf geachtet werden, daß man bei Verwendung der Gleichung (38) die Schwarzstrahlung des Erdbodens nicht doppelt berücksichtigt. Das geschieht dadurch, daß $\mu z_I = \mu_{II}$ wird. Um nun die Gesamtstrahlungsstromdichte aus einer Richtung zu bestimmen, wird über alle Teilschichten m der Atmosphäre sowie über beide Spektralbereiche summiert:

$$F_T(w,\mu) = \sum_{H_2O;\,CO_2} \sum_{n=1}^{n=m} \Delta F_{T,n}(w,\mu) \quad [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]\,. \tag{39}$$

D. Sonderfälle

Die Gleichung (37) gestattet, zwei Sonderlösungen für die Strahlungsstromdichten anzugeben, wenn sich Wasserdampf (Kohlensäure) oder grauer Strahler als alleiniger Absorber in der Atmosphäre befindet. Ist Wasserdampf allein vorhanden, so ist

$$\Delta F_T(w) = \varkappa\,\sigma\,T_{E,w}^4\,\{\varepsilon_w(u - w_1) - \varepsilon_w(u - w_2)\} \quad [\text{cal cm}^{-2}\,\text{min}^{-1}]\,, \tag{40}$$

wobei $T_{E,w}$ die effektive Mitteltemperatur in der Wasserdampfschicht ist. Sinngemäßes Einsetzen der Emissivityfunktionen für grauen Strahler oder für Kohlensäure ergibt die dazugehörigen Gleichungen. Von diesen Formeln ist später Gebrauch gemacht worden, um die entsprechenden Sonderfälle zu betrachten.

12. Die Bestimmung der effektiven Mitteltemperatur einer strahlenden Schicht

Die Formeln (37) und (38) ermöglichen, die Strahlungsstromdichten einer Dunstschicht anzugeben, wobei unter Dunst eine Mischung von selektivem und grauem Absorber verstanden wird. Die Gleichungen konnten nur unter der Voraussetzung abgeleitet werden, daß die Dunstschicht durch eine einzige Mitteltemperatur gekennzeichnet werden kann. Somit war es möglich, $\varkappa\,\sigma\,T^4$ vor den Klammerausdruck zu ziehen. Ist die Schichtdicke sehr gering, etwa 100 m, dann fallen arithmetische und effektive Mitteltemperatur fast zusammen. Eine solche feine Unterteilung der Atmosphäre verbietet sich jedoch aus Zweckmäßigkeitsgründen. Es muß deshalb eine Methode gefunden werden, die effektive Mitteltemperatur für größere Intervalle von etwa 1 km Dicke zu bestimmen.

Anhand der Abb. 14 sei die effektive Mitteltemperatur des Wasserdampfes allein betrachtet für den Fall, daß im Niveau $T = -20$ °C die aufwärts gerichtete Strahlung bestimmt werden soll. Die von den vertikalen Strichen begrenzten Unterabteilungen der Gesamtflächen geben die Teilstrahlungsstromdichten an, die von einer jeden 1 km dicken Zwischenschicht zum Referenzniveau gelangen. Man erkennt, daß der größte Teil der Strahlung von der dem

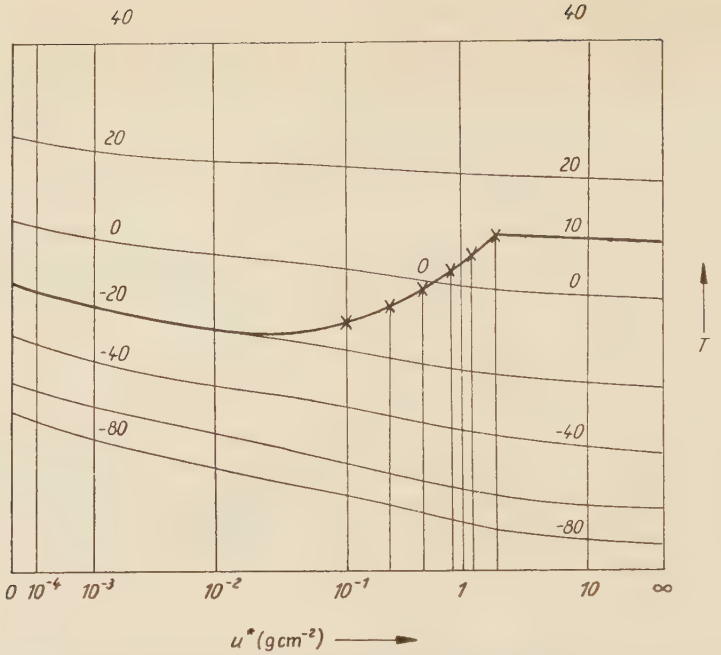

Abb. 14. Vereinfachtes Möllersches Strahlungsdiagramm zur Ermittlung der effektiven Mitteltemperatur

Ausgangsniveau zunächst gelegenen Schicht stammt, die Anteile weiter entfernter Schichten jedoch wesentlich geringer sind. Die arithmetische Mitteltemperatur der zunächst gelegenen Schicht beträgt −17 °C, während die effektive Mitteltemperatur etwa −19,8 °C beträgt. Für weiter entfernte Schichten stimmen arithmetische und effektive Mitteltemperatur gut überein. Deshalb ist es notwendig, für die an das Bezugsniveau angrenzende Schicht die Mittelung in bezug auf die Emissivity durchzuführen, was nach (40) auf die Definitionsgleichung für $\overline{T}$ führt:

$$\varkappa\sigma\int_0^{u^*} T^4(w-u)\,d\varepsilon_w(w-u) = \varkappa\sigma\,\overline{T}^4[\varepsilon(u^*)-\varepsilon(0)] = \varkappa\sigma\,T_{E,w}^4[\varepsilon(u^*)-\varepsilon(0)]\,. \tag{41}$$

Also muß $T^4(w-u)$ mit Gewichten $\Delta\varepsilon$ gemittelt werden.

Für Kohlensäure und Graustrahler gelten analoge Regeln, jedoch sind alle drei Mitteltemperaturen grundsätzlich voneinander verschieden.

Im Falle einer gemischten Atmosphäre ist eine solche getrennte Mittelung nicht möglich. Es erscheint zweckmäßig, die Mittelung in bezug auf die Größe der Strahlungsstromdichten vorzunehmen. Folgende Formel ist diesen Berechnungen zugrunde gelegt:

$$T_E = \frac{T_{E,w}\,F_T(w) + T_{E,\mu}\,F_T(\mu)}{F_T(w) + F_T(\mu)}\ [°\mathrm{K}]\,. \tag{42}$$

$F_T(w)$; $F_T(\mu)$ stellen die Strahlungsstromdichten dar, wenn selektiver und grauer Strahler alleine vorhanden wären. $T_{E,\mu}$ ist die effektive Mitteltemperatur einer grauen Schicht.

13. Die Divergenz der Strahlungsstromdichten

Die Abkühlung bzw. Erwärmung einer atmosphärischen Luftschicht kann nicht aus den Strahlungsstromdichten selbst, sondern nur aus der vertikalen Divergenz der Nettostrahlungsstromdichten ermittelt werden. Die Nettostrahlung F_N ist definiert als Differenz der aufwärts und der abwärts gerichteten Strahlung. Für die Abkühlungsgröße dT/dt gilt folgende Abhängigkeit:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{c_p}\frac{dF_N}{dp} \text{ [Grad/Zeiteinheit]}. \tag{43}$$

g ist die Schwerebeschleunigung, c_p die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck und p der atmosphärische Druck. Wegen der geringen Konzentration des grauen Absorbers braucht dessen spezifische Wärme nicht berücksichtigt zu werden, wie eine Proberechnung für den Fall ergeben hat, daß der graue Absorber sich aus Eiskügelchen zusammensetzt. Wird F_N in cal cm^{-2} min^{-1} und p in mb angegeben, ergibt sich als handliche Zahlenwertgleichung:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = 5{,}9 \times 10^3 \frac{\Delta F_N}{\Delta p} \text{ [°C/Tag]}. \tag{44}$$

14. Meteorologische Daten

A. Die Verteilung des Wasserdampfes und der Kohlensäure

Um die Strahlungsbilanzaufstiege deuten zu können, hat Rönicke neben den Strahlungsstromdichten auch Temperatur und Feuchtegehalt der Luft gemessen. Aus diesen Angaben wurde die Höhen-Feuchtekurve der Abb. 15 gewonnen. Sie entspricht etwa den mittleren Meßergebnissen. Da die Feuchtemessungen die Höhe von ca. 12 km nicht überschreiten, wurden für größere Höhen Extrapolationen vorgenommen. Die Dunstschicht ist für die Höhe von 12 km bis 16 km angesetzt worden. Deshalb wurde als erstes Beispiel angenommen, daß die Dunstschicht mit einer feuchten Schicht zusammenfällt. Es wurde eine lineare Zunahme der relativen Feuchte mit der Höhe angenommen und ein Maximum von 70% in bezug auf Eis an der Tropopause angesetzt. Oberhalb dieser wurde ein Reifpunktgradient von — 7,5 °/km angesetzt. Ein etwas anderer Reifpunktgradient ergibt nur unwesentliche Änderungen der optischen Dicke. Diese Verteilung wird gemäß Abb. 15 mit I bezeichnet. Bei einer Verteilung II, ebenfalls Abb. 15, wurde eine konstante Abnahme der relativen Feuchte beibehalten, wie sie einige km unterhalb der Dunstschicht beobachtet wurde. Für die Tropopause ergibt sich ein Extrapolationswert von 10% in bezug auf Eis. In dieser Arbeit wird die relative Feuchte immer dann in bezug auf Eis definiert, wenn eine Lufttemperatur von — 33 °C unterschritten wurde.

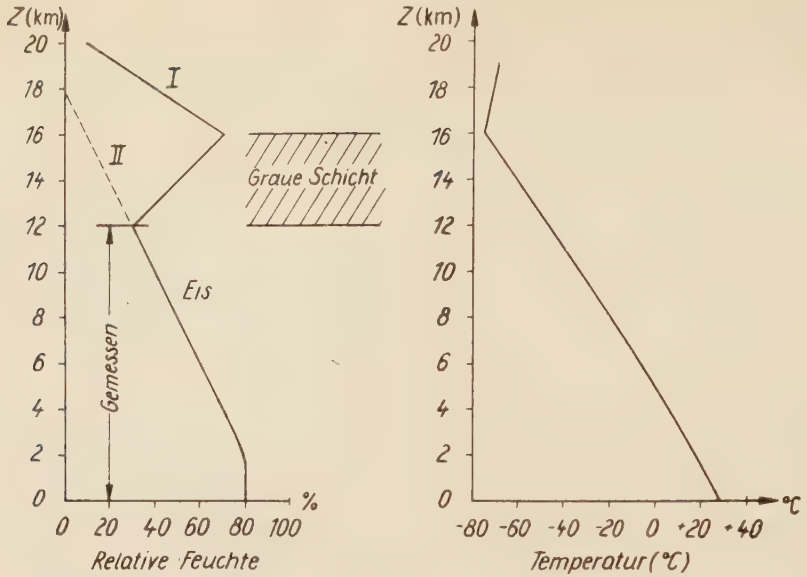

Abb. 15. Meteorologische Daten

Wie im I. Teil dieser Arbeit, wurde wiederum ein höhenkonstantes Mischverhältnis Kohlensäure/Luft von 0,03 Volumprozenten angenommen.

B. Die Verteilung des Dunstes

Eine Schwierigkeit liegt darin, daß keine Daten über Natur und Verteilung des Dunstes vorliegen. Es besteht die Möglichkeit, daß es sich bei diesem um optisch dünne Cirruswolken handelt. Teilweise wird die Meinung vertreten, daß Cirrusfelder mehrere Tage lang bestehen, ohne daß sie zerfallen. Wenn sie dennoch der Beobachtung entgehen, könnte dies darauf zurückzuführen sein, daß der Beobachter sich selbst in einer Dunstschicht am Erdboden befindet, was gelegentlich von Wetterfliegern bestätigt worden ist. Andererseits könnte es sich auch um einen bisher unbestätigten Tagesgang von Cirruswolken handeln. Diese zerfallen bei Sonneneinstrahlung und formieren sich neu nachts zur Zeit der Strahlungsbilanzaufstiege. Dann sind sie nur schlecht zu beobachten. Fest steht jedoch, daß Wetterflieger fast immer eine scharfe Dunstgrenze an der Tropopause erkennen, ohne daß jedoch nähere Angaben über die Natur dieses Dunstes gemacht werden können.

Da keinerlei Beobachtungsmaterial über die Dunstverteilung vorliegt, wurde, um diese Schwierigkeit zu umgehen, in einer Reihe von Versuchsrechnungen die angenommene optische Dicke solange variiert, bis das beobachtete und das errechnete Erwärmungsprofil in vernünftige Übereinstimmung gebracht wurden.

Für alle Berechnungen wurde festgelegt, daß der gesamte graue Absorber auf eine Schicht zwischen 12 km und 16 km beschränkt sei. Dies entspricht sicher nicht den Tatsachen, sondern ist zur Rechenerleichterung eingeführt

worden. Da die Luft oberhalb der Tropopause wegen der Temperaturinversion sehr stabil geschichtet ist, wurde diese selbst als Obergrenze der Dunstschicht angesetzt.

C. Die Temperaturverteilung mit der Höhe

Der vertikalen Temperaturverteilung wurde eine mittlere Schichtung einer tropischen Luftmasse mit der Bodentemperatur von 28 °C und einer Tropopausentemperatur von — 75 °C zugrunde gelegt. Die Temperaturhöhenkurve ist der Abb. 15 zu entnehmen.

15. Ausgewählte Versuchsrechnungen

Um überhaupt die Größenordnung der optischen Dicke und den Einfluß ihrer Verteilung auf die Erwärmungsgröße sowie die Größe der Nettostrahlung bestimmen zu können, wurde eine Reihe von Versuchsrechnungen durchgeführt. Zur Rechenerleichterung wurde eine von Möller [28] aus dem Yamamotoschen Strahlungsdiagramm abgeleitete temperaturunabhängige Emissivityformel benutzt, die schon in guter Annäherung das Ausstrahlungsvermögen des Wasserdampfes angibt. Diese Methode bringt nur geringe Abweichungen von der mehr exakten Behandlung, bietet aber den Vorteil schnellerer Rechnung.

Vier ausgewählte Verteilungen des grauen Absorptionskoeffizienten mit der Höhe sind in Abb. 16 links dargestellt. Für jede der 4 (1000 m dicken) Teilschichten wurde ein Absorptionskoeffizient K angesetzt (untere Skala) und dann die entstehenden Punkte durch gerade Linien verbunden. Die Summen der optischen Dicken $\sum K\mu$ (obere Skala), nach oben zu summiert, sind ebenfalls dargestellt. Die Änderung des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe spiegelt sich deutlich in den dazugehörigen Erwärmungskurven, die jeweils für 4 Punkte errechnet wurden (Abb. 16 Mitte). Die entsprechenden Kurven für die Nettostrahlungen (Abb. 16 rechts) sind ebenfalls mit eingezeichnet. Zum Vergleich sind in Abb. 16b die sich aus der gleichen Verteilung der optischen Dicke ergebenden Werte nach den aus dem Möllerschen Strahlungsdiagramm abgeleiteten Emissivityfunktionen eingetragen. Alle diese Versuchsrechnungen beziehen sich auf die Wasserdampfverteilung I und schließen ebenfalls die Überlappung des grauen Strahlers im Kohlensäurebereich mit ein. Der Vergleich zeigt, daß die Erwärmungskurven nach Möller und Yamamoto ähnlich sind, die als „Möller" bezeichnete Strahlungskurve jedoch kleinere Werte liefert.

Rönicke hat gefunden, daß im Mittel bei den Nettostrahlungsstromdichten von 12 km bis 16 km eine Abnahme von 0,39 bis 0,33 cal cm^{-2} min^{-1} stattfindet (Abb. 18 links). Die Modelle b, c und d (Abb. 16) haben etwa gleiche optische Dicke (0,45 bis 0,55) und ergeben alle eine Abnahme der Nettostrahlungsstromdichte F_N von 0,34 bis 0,27 cal cm^{-2} min^{-1} und maximale Erwärmung von 4 bis 5°/Tag. Modell a hat nur die optische Dicke 0,2 und zeigt eine Abnahme von 0,38 bis 0,34 cal cm^{-2} min^{-1} und eine maximale Erwärmung von 2°/Tag.

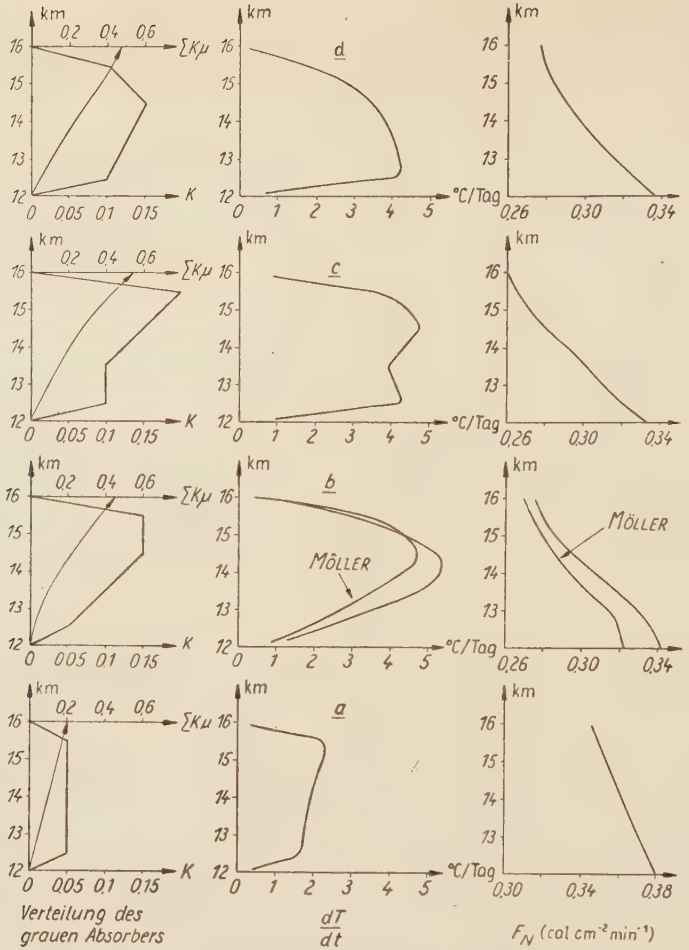

Abb. 16. Ausgewählte Versuchsrechnungen

Zusammenfassend läßt sich behaupten, daß trotz verschiedener Variationen des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe, bei ungefähr gleich großer optischer Dicke, die maximale Erwärmung immer etwa gleich groß ist und ungefähr den aus den Meßwerten abgeleiteten Erwärmungsgrößen entspricht. Die Nettostrahlungsstromdichten zeigen im Vergleich zu den Meßwerten für die Fälle b, c und d rund 15% Abweichungen in der Dunstschicht. Bei a werden die Strahlungsstromdichten etwa richtig, die Erwärmungsgrößen aber wesentlich zu gering. Es ist offenbar nicht möglich, bei einer günstigen Verteilung der Absorptionskoeffizienten die gewünschte Erwärmung durch die ganze Schicht rechnerisch nachzuweisen und gleichzeitig die Strahlungsstromdichten in der richtigen Größe erscheinen zu lassen.

16. Rechenergebnisse nach der exakten Methode

A. Vergleichende Darstellung der Teilstrahlungsstromdichten

Die Verteilung des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe, wie in Abb. 16b dargestellt, gibt das durchschnittliche Meßprofil der Erwärmung recht gut wieder. In diesem Falle wurde, um die Verhältnisse nicht zu sehr zu idealisieren, in der untersten Schicht von 12 km bis 13 km nur ein geringer Absorptionskoeffizient von 0,05 km^{-1} angenommen, mit ansteigender Höhe zunehmend bis zum Maximalwert von 0,15 km^{-1} zwischen 14 km und 15 km. Dieser wurde dann für den letzten km beibehalten.

Dieser Fall, schon teilweise im vorhergehenden Abschnitt behandelt, soll jetzt noch einmal aufgegriffen und nach der mehr exakten Methode ausführlich behandelt werden. Die Verteilung des grauen Absorptionskoeffizienten mit der Höhe sowie die optische Dicke sind für diesen Fall noch einmal in Abb. 17 angegeben.

Zwecks besserer Einsicht in das gesamte Strahlungsgeschehen soll der Einfluß der atmosphärischen Schichtung auf die einzelnen Komponenten der Strahlung näher untersucht werden. Deshalb ist es zweckmäßig, die Strahlungsstromdichten im Wasserdampf- und Kohlensäurebereich getrennt zu ermitteln und anschließend die Wirkung der graustrahlenden Substanz mit in die Rechnung einzubeziehen.

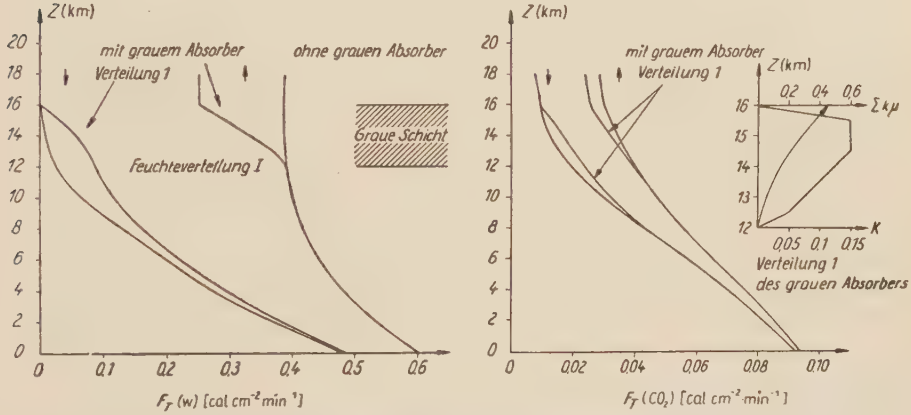

Abb. 17. Teilstrahlungsstromdichten für Wasserdampf und Kohlensäure; in jeder Teilabbildung links abwärts, rechts aufwärts gerichteter Strahlungsstrom

Zuerst seien die aufwärts gerichteten Strahlungsstromdichten für Wasserdampf $F_T(w)$ im Falle der Feuchteverteilung I und der Kohlensäure $F_T(CO_2)$ alleine betrachtet. Diese sind der Abb. 17 zu entnehmen. Die nach oben gerichtete Teilstrahlung im Wasserdampfbereich erhält am Boden den Wert $\varkappa \sigma T^4$. In geringen Höhen findet eine starke Abnahme der aufwärts gerichteten Strahlung statt infolge starker Absorption und relativ geringen Wiederausstrahlungsvermögens wegen der Temperaturabnahme mit der Höhe. In etwa 12 km Höhe konvergiert die Strahlungskurve gegen ihren Endwert, da oberhalb dieses Niveaus kaum weitere Absorption auftritt.

An der Untergrenze der Dunstschicht (12-km-Niveau) zeigt die starke Abnahme der aufwärts gerichteten Strahlung (linker Ast der Kurve) den starken Einfluß der grauen Schicht, der sich in einer starken Abnahme der Strahlung von ca. 0,4 bis auf etwa 0,25 Einheiten oder um 40% äußert. Oberhalb der Tropopause, der Dunstobergrenze, findet keine zusätzliche Absorption mehr statt, was durch den scharfen Knick charakterisiert wird.

Bei der Kohlensäure kommt die Wirkung der grauen Substanz bei weitem nicht so zum Vorschein, da auch oberhalb von 12 km noch ein Großteil der Absorption und der damit verbundenen Emission von Kohlensäure selbst bestritten wird.

Obwohl beim Wasserdampf die Absorptionswirkung auf die aufwärts gerichtete Strahlung in Höhe von 12 km schon vernachlässigbar klein ist, hat dieser in der gleichen Höhe schon eine gewisse Eigenstrahlung, so daß die abwärts gerichtete Strahlung schnell mit zunehmender Menge des Wasserdampfes ansteigt und ihr Maximum an der Erdoberfläche hat. Für den Wasserdampf allein zeigen sich keine Besonderheiten. Betrachtet man die zusätzliche Graustrahlung, so findet man, daß ihr Anteil zwischen 12 km und 16 km wesentlich größer ist als der des Wasserdampfes. Der Anstieg der nach unten gerichteten Strahlungsstromdichte ist im Falle der gemeinsamen Wirkung beider Absorber so stark, daß die Strahlungsstromdichtekurve nach oben gekrümmt wird und erst unterhalb der Dunstschicht dem Wasserdampfstrahlungsprofil ähnlich wird. Der Unterschied zwischen den beiden am Erdboden ankommenden Strahlungsstromdichten ist besonders auf die Emission der graustrahlenden Substanz im sogenannten „atmosphärischen Fenster" zurückzuführen. Wegen der großen spezifischen Feuchte in der tropischen Atmosphäre verschließt sich aber selbst dieses langsam, wenn man sich der Erde nähert.

Bei der Kohlensäurestrahlung beobachtet man den gleichen Effekt wie beim Wasserdampf, jedoch in einem weitgehend abgeschwächten Maße, was wiederum die starke Absorptionsbande der Kohlensäure kennzeichnet. Bereits in einer Höhe von 8 km ist kein Unterschied zwischen beiden Kurven mehr zu erkennen, da hier schon die gesamte Graustrahlung durch die Kohlensäurestrahlung ersetzt wird.

B. Nettostrahlungsstromdichten

Die Erwärmung oder Abkühlung der Atmosphäre ist der Divergenz der Nettostrahlungsstromdichte proportional, die aus allen Teilstrahlungsstromdichten zusammengesetzt ist. Diese sind in Abb. 18 dargestellt und sollen zunächst aufgeschlüsselt werden.

Die mit A bezeichnete Kurve gibt nur die Strahlungskomponenten für Wasserdampf und Kohlensäure (siehe auch Abb. 17), während die Kurve B auch die Wirkung des grauen Absorbers nach Verteilung I mit einschließt. Die Komponenten der Kurve B können ebenfalls der Abb. 17 entnommen werden. Der Kurve C liegt ebenfalls die Verteilung 1 des grauen Absorbers zugrunde, jedoch bezieht sich diese auf Feuchteverteilung II, während A und B auf Feuchteverteilung I beruhen.

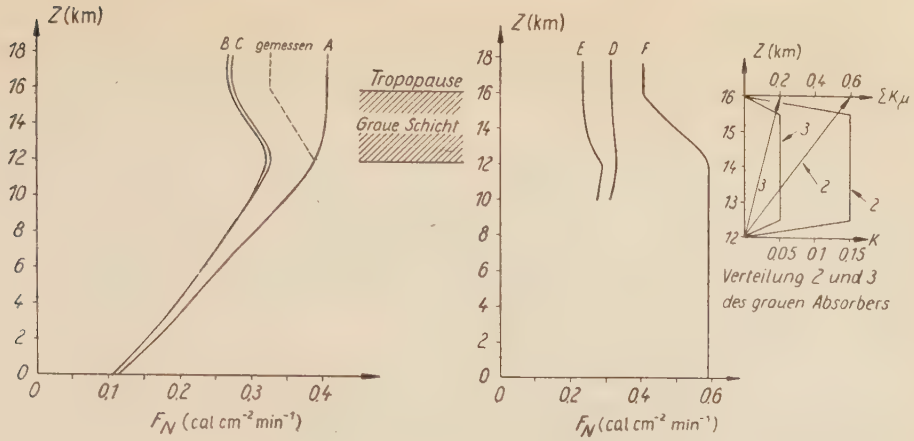

Abb. 18. Nettostrahlungsstromdichten

Die Abb. 18 zeigt auch die Nettostrahlungskurven E, D und F (kleinerer Abszissenmaßstab). Der Kurve E liegen die Feuchteverteilung I und die Verteilung 2 des grauen Absorbers (Abb. 18 rechts) mit der großen optischen Dicke von 0,6 zugrunde. Die Kurve D bezieht sich bei der gleichen Feuchteverteilung auf die Verteilung 3 des grauen Absorbers, bei der die optische Dicke nur den Wert von 0,2 annimmt. In beiden Fällen wurde die Strahlung im Kohlensäurebereich nicht berücksichtigt, da diese nur wenig zur Strahlungsdivergenz beiträgt. Die absolute Größe der Strahlungsstromdichten kann aus den bisherigen Angaben abgeschätzt werden.

Die Kurve F bezieht sich auf den hypothetischen Fall, daß allein der graue Absorber nach der Verteilung 1 in der Atmosphäre wirksam wäre.

Die als gemessen bezeichnete Kurve entspricht in der betrachteten Höhe dem ungefähren Verlauf der durchschnittlichen Meßkurve, in der alle Knicke visuell geglättet wurden.

Die mit A bezeichnete Kurve zeigt eine stetige Zunahme mit der Höhe in Übereinstimmung mit zahlreichen Meßergebnissen. Für Kurve B ergibt sich ebenfalls eine Zunahme bis zur Untergrenze der Dunstschicht. Der Vergleich zeigt, daß am Erdboden beide Strahlungsstromdichten sich nur unwesentlich voneinander unterscheiden. Die als B markierte Kurve nimmt jedoch langsamer mit der Höhe zu und zeigt eine starke Abnahme innerhalb der Dunstschicht. An ihrer Untergrenze unterscheiden sich A und B um etwa 18%, während an der Obergrenze der Dunstschicht der Unterschied nahezu 33% beträgt. Erstaunlicherweise zeigt sich, daß die gemessene Strahlungsstromdichte an der Untergrenze der Dunstschicht ungefähr den gleichen Wert wie die Kurve A zeigt. Mithin ist an der Obergrenze die gemessene Strahlung auch erheblich größer als der Rechenwert. Die Abweichung beträgt im Maximum 20%. Dieser große Unterschied ist nicht zu verstehen, da doch die Gegenstrahlung der Dunstschicht die Nettostrahlung erheblich herabsetzen müßte. Im Sinne der

im ersten Teil dieser Arbeit erwähnten „Black-Ball"-Messungen ist das Möller-sche Strahlungsdiagramm besonders zuverlässig, wenn es sich um feuchte Atmosphären handelt und die Gegenstrahlung schon als fast vernachlässigbar klein anzusehen ist.

Es muß an dieser Stelle noch erwähnt werden, daß bei zwei der von Rönicke [37] veröffentlichten Strahlungsbilanzaufstiege nahezu Isothermie in der Reibungsschicht herrscht, während bei der der Rechnung zugrunde gelegten Temperatur-Höhenkurve die Temperatur weiter bis zum Boden ansteigt und dort einen Wert von 28 °C erreicht. Die gemessene Bodentemperatur ist in diesen beiden Fällen etwa um 10 °C geringer. Proberechnungen zeigen, daß die Erniedrigung der Bodentemperatur um 10° beim Rechenmodell die Nettostrahlung in der Mitte der Dunstschicht um noch etwa 0,01 cal cm^{-2} min^{-1} herabsetzt.

Wie zu ersehen, ist Kurve C mit Kurve B fast identisch, da selbst große Unterschiede der relativen Feuchte bei tiefen Temperaturen nur geringe Abweichungen der optischen Dicke des Wasserdampfes bewirken. Unsicherheiten der Wasserdampfextrapolation fallen daher bei der Ermittlung der Strahlungsstromdichten nicht ins Gewicht.

Die Kurven E und D zeigen kaum Besonderheiten. Es ist jedoch bemerkenswert, daß bei E, trotz der gleichmäßigen Verteilung des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe, infolge der großen optischen Dicke die Nettostrahlungsstromdichte in der untersten Teilschicht besonders stark zurückgeht und dann mit der Höhe langsamer abnimmt. Im Falle D findet wegen der geringen optischen Dicke ein fast gleichmäßiger Rückgang durch die gesamte Dunstschicht statt. Einbeziehung der Kohlensäurestrahlung vergrößert die Nettostrahlung maximal um 0,02 cal cm^{-2} min^{-1}. E zeigt im Vergleich zum Meßprofil wesentlich zu geringe Werte, während D in der richtigen Größenordnung erscheint.

Die Nettostrahlungskurve F zeigt keinerlei Struktur unterhalb sowie oberhalb der Dunstschicht, da nur der graue Absorber sich in der Schicht zwischen 12 km und 16 km befinden soll.

17. Abkühlung und Erwärmung der Atmosphäre

A. Die dunstfreie Atmosphäre

Zunächst sei die dunstfreie Atmosphäre gemäß Abb. 19 (links) betrachtet. Wie ersichtlich, nimmt die Nettostrahlungsstromdichte der Kurve A ständig mit der Höhe zu, was gleichbedeutend damit ist, daß eine atmosphärische Schicht an der Obergrenze von einer größeren Nettostrahlungsstromdichte durchsetzt wird als an der Untergrenze. Es tritt ein Energieverlust ein, der mit einer Temperaturabnahme verbunden ist. Ihre Größe ist mit der Divergenz der Strahlung gekoppelt, die ihr Maximum in einer Höhe von etwa 10 km hat. Ihr entspricht eine Abkühlungsgröße von etwas mehr als 3°/Tag, was in Übereinstimmung mit ähnlichen Rechnungen anderer Autoren steht. Darüber ist eine starke Abnahme der Abkühlungsgröße zu beobachten. Direkt an der Tropopause findet man eine schwache Erwärmungsspitze, die auf den Knick in der Temperatur-Höhenkurve zurückzuführen ist. Diese Erwärmungsspitze ist nur dann rechnerisch nachzuweisen, wenn man die Atmosphäre direkt

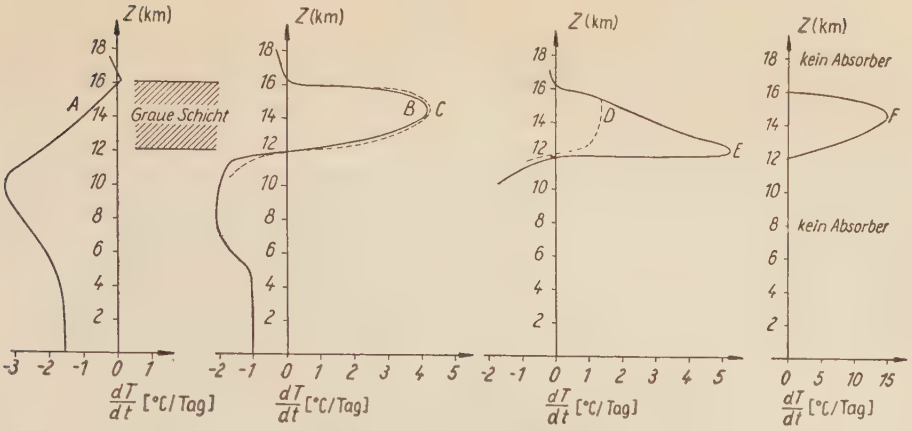

Abb. 19. Abkühlungskurven

oberhalb und unterhalb der Tropopause in kleine Schichten von etwa 100 m Dicke einteilt und dann die Divergenzbildung durchführt. Eine gröbere Unterteilung läßt die Divergenz der Strahlungsstromdichten verschwinden.

B. Die graue Schicht

Ein Extremfall ergibt sich, wenn die Divergenz für die graustrahlende Substanz allein untersucht wird. Dazu sei die Verteilung 1 der optischen Dicke (Abb. 17 rechts) des grauen Strahlers betrachtet. Da die Nettostrahlungsstromdichte in der betrachteten Schicht mit der Höhe schnell abnimmt (Abb. 18 rechts), wird die Divergenz stark negativ, was einer starken Erwärmung gleichkommt; sie beträgt im Maximum 15°/Tag. Dies ist auf die ungehinderte Einstrahlung vom Erdboden und die starke Absorption innerhalb der grauen Schicht zurückzuführen, während die Emission wegen der tiefen Temperatur der Schicht sehr gering ist. Es handelt sich hier jedoch um einen fiktiven Fall, der in der Atmosphäre niemals vorkommt. Er ist in der Abb. 19 rechts dargestellt.

C. Die Dunstatmosphäre

Die Abkühlungs- bzw. Erwärmungsgröße, bei der alle drei Absorber — Wasserdampf, Kohlensäure sowie die graustrahlende Substanz — wirksam sind, muß im Falle der Verteilung 1 des grauen Absorbers und der Feuchteverteilung I zwischen den beiden zuvor besprochenen Grenzfällen liegen. Das wird durch die Rechnung bestätigt, wie die Abkühlungskurve B (Abb. 19) zeigt. Unterhalb von 11 km zeigen die Kurven A und B Ähnlichkeit. Auffällig ist jedoch, daß die zusätzliche Gegenstrahlung der grauen Schicht das Maximum der Abkühlungskurve A in 10 km abgeflacht hat. Von besonderem Interesse ist die gemeinsame Wirkung von allen drei Absorbern in der Dunstschicht selbst. Nach Abb. 18 nimmt die Nettostrahlung der Kurve B durch die gesamte Schicht ab, was einer Energieeinnahme gleichkommt. Es muß daher Erwärmung eintreten. Um das Verhalten der Dunstschicht genauer untersuchen zu können, wurden besonders die Strahlungswirkungen an der unteren und der oberen Grenze der Schicht studiert. Zu diesem Zwecke wurden die

Strahlungsstromdichten für je ein Niveau 100 m unterhalb sowie oberhalb der unteren bzw. oberen Grenze ermittelt. Eine gröbere Einteilung hätte zur Folge gehabt, daß die Strahlungswirkungen in den Grenzschichten „verwischt" erschienen wären. Es ist besonders interessant, daß eine starke Erwärmung bereits in den untersten 100 m der Schicht einsetzt, die ihr Maximum von etwa 4°/Tag in der Höhe der größten Graustrahlerkonzentration hat. Oberhalb von 15 km „öffnet" die Dunstwolke sich schon nach oben hin. Die Eigenstrahlung der darunter befindlichen Substanz kann nun schon mehr oder weniger nach oben hin austreten, da die Dunstwolke nach oben zu transparent wird, was sich in dem betonten Abfall der Erwärmungskurve in den letzten wenigen hundert Metern zeigt. Der weit langsamere Rückgang oberhalb der Tropopause ist fast ausschließlich auf die Abkühlung der Kohlensäure zurückzuführen.

Bei dieser Abkühlungskurve wurde die Feuchteextrapolation I, also die „feuchtere" Wasserdampfverteilung, zugrunde gelegt. Es bleibt noch der Effekt zu untersuchen, der bei der gleichen Verteilung des grauen Absorbers, jedoch bei der Feuchteextrapolation II („trockenere" Wasserdampfverteilung), auftritt. Die Abkühlungskurven B und C für die feuchte und die trockene Atmosphäre sind nahezu identisch. Dies zeigt, daß die Wasserdampfwirkung innerhalb der grauen Dunstschicht von untergeordneter Bedeutung ist. Irgendwelche Unsicherheiten der Wasserdampfextrapolation fallen deshalb nicht ins Gewicht.

Eine nochmalige Betrachtung der Abb. 18 zeigt, daß die Abnahme der gemessenen Strahlungsstromdichte ungefähr gleich der des errechneten Profils ist, weshalb die gemessenen Abkühlungsgrößen mit den errechneten größenordnungsmäßig übereinstimmen.

Die sich aus den Nettostrahlungskurven E und D ergebenden Abkühlungskurven sind ebenfalls in der Abb. 19 dargestellt. Der starke Rückgang der Kurve E (Abb. 18) in der Höhe von 12 km bis 13 km ergibt die starke Aufheizung von mehr als 5°/Tag im untersten km der Dunstschicht. Darüber geht die Erwärmung sogleich zurück, weil der dichte Dunst die weitere Erwärmung durch den warmen Boden weitgehend abschirmt und zunehmend Ausstrahlung nach oben hinzukommt. Der fast gleichmäßige Rückgang der Nettostrahlungskurve D äußert sich in fast ebenso gleichmäßiger Erwärmung durch die gesamte Schicht. Der vernachlässigte Divergenzanteil im Kohlensäurebereich ändert erfahrungsgemäß das Gesamtbild der Abkühlungskurven nur unwesentlich.

Alle angegebenen Erwärmungen und Abkühlungen werden in der Atmosphäre sofort durch dynamische und thermodynamische Effekte ausgeglichen. Es handelt sich deshalb nicht um „wahre" Erwärmung oder Abkühlung, sondern immer um potentielle Größen.

18. Kriterien für Abkühlung und Erwärmung in einer Dunstatmosphäre

Es ist von Wichtigkeit zu verstehen, daß in einer Dunstschicht, die in einer großen Höhe eine Erwärmung erfährt, in geringerer Höhe eine Abkühlung festzustellen sein kann. Die Erwärmung in einer Dunstschicht ist hauptsächlich auf die Strahlung der Erde im atmosphärischen „Fenster" zurückzu-

führen, dem Bereich des Wasserdampfspektrums, der fast durchlässig für die Erdstrahlung ist und in welchem PLANCKS Strahlungskurve für Erdoberflächentemperaturen ein Maximum aufweist. Die „graue" Schicht, ganz gleich, in welcher Höhe sie sich befindet, deckt das „Fenster" gewissermaßen zu. Somit wird die Dunstschicht zumindest am unteren Rand aufgeheizt. Da die Aufheizung proportional der Nettostrahlung ist, findet an der Untergrenze der Schicht eine um so stärkere Erwärmung statt, je höher die Schicht liegt. Das ist darauf zurückzuführen, daß die Dunstwolke wegen ihrer tiefen Temperatur in großer Höhe nur ein geringes Emissionsvermögen hat. Aus dem gleichen Grunde findet an der Obergrenze der „grauen" Schicht eine Abkühlung statt, die um so schwächer wird, je höher die Schicht liegt, je niedriger also die Temperatur ist. Deshalb kommt es innerhalb der Dunstwolke zum Vorzeichenwechsel von Abkühlung zur Erwärmung, wenn eine gewisse kritische Höhe überschritten wird. Die Verhältnisse sind ganz ähnlich denen an Wolkenschichten in verschiedenen Höhen, nur sind sie schwächer ausgeprägt (MÖLLER [23]).

19. Vergleich mit Elsasser

ELSASSER [9] hat ein neues Strahlungsdiagramm in Tabellenform veröffentlicht, das auf den neuesten spektroskopischen Untersuchungen aufgebaut ist. Dieses Strahlungspapier erlaubt die Ermittlung der Strahlungsstromdichte für die drei Absorber Wasserdampf, Kohlensäure und Ozon. Weiterhin ermöglicht dieses Verfahren, eine Korrekturrechnung vorzunehmen, um die Überlappungseffekte von Wasserdampf und Kohlensäure zu berücksichtigen. Diese Korrekturrechnung wurde jedoch nur für eine einzige Temperatur, nämlich für 20 °C, durchgeführt, während die atmosphärischen Temperaturen über einen weiten Bereich schwanken. HALES und Mitarbeiter [16] haben deshalb eine ausführliche Tabelle von Korrekturfaktoren veröffentlicht, mit deren Hilfe die Überlappungseffekte genauer berücksichtigt werden können. Mit Hilfe dieser Strahlungsdiagrammtabellen wurde für die Feuchteverteilung I für die Höhe von 12 km, die Untergrenze der Dunstschicht, die Nettostrahlungsstromdichte ermittelt. Eine mittlere Ozonverteilung für eine tropische Atmosphäre mit einer Gesamtmenge von 0,195 cm NTP wurde angenommen; die Wirkung des Ozons äußert sich aber nur in einer geringfügigen Strahlung von etwa 2 mcal und fällt bei dieser Berechnung nicht ins Gewicht. Es wird jedoch festgestellt, daß die Ergebnisse der Strahlungsdiagramme von MÖLLER [24] und ELSASSER [9] nur geringe Abweichungen voneinander zeigen. Die ELSASSERschen Strahlungstabellen liefern für diesen vorgegebenen Fall eine Nettostrahlungsstromdichte von 0,417 cal cm^{-2} min^{-1}, d. h. 6% mehr als der mit dem MÖLLERschen Strahlungsdiagramm erhaltene Wert von 0,390 cal cm^{-2} min^{-1}. Es kann an dieser Stelle nicht entschieden werden, welcher der beiden Werte richtiger ist. Die Nettostrahlungsstromdichte nach ELSASSER ist aber ebenfalls viel zu gering, um in Übereinstimmung mit der Messung zu kommen, wenn das Vorhandensein einer grauen Schicht angenommen wird. Die Gegenstrahlung der Dunstschicht würde die Nettostrahlung erheblich herabsetzen.

20. Zusammenfassende Gegenüberstellung von Rechnung und Messung

Der Vergleich zwischen Theorie und Rechnung muß sich auf zwei Punkte erstrecken:

1. Vergleich der Divergenzen der Strahlungsstromdichten,
2. Vergleich der Strahlungsstromdichten.

Im ersten Falle wurde für Kurve B (siehe Abb. 19 Mitte) Übereinstimmung erreicht. Da keine Dunstdaten zur Verfügung standen, mußten die optische Dicke und ihre Verteilung mit der Höhe so bestimmt werden, daß die Änderung der Strahlungsstromdichten sich möglichst gut dem Meßprofil anpaßte. Die Rechnung war deshalb nicht unabhängig von der Messung durchzuführen. Nur auf diese Art konnte eine maximale Erwärmung von 4 °C/Tag bestimmt werden, was etwa den mittleren Meßwerten entspricht. Deshalb ist der Vergleich auf die gemeinsame Betrachtung beider Punkte beschränkt.

Die zu dieser Erwärmung zugehörigen theoretischen Werte der Strahlungsstromdichten sind in der Dunstschicht etwa um 20% geringer als die Meßwerte. Es gibt jedoch sehr scharfe Knicke in den Meßkurven, die sich über geringe vertikale Entfernungen erstrecken und Erwärmungsgrößen von 6°/Tag und sogar mehr zeigen. Um solche Erwärmungen zu erzielen, wurde in Versuchsrechnungen die Menge der graustrahlenden Substanz (Verteilung 2 auf Abb. 18) vergrößert. Dies ergab zwar die gewünschte Erwärmung, verringerte die Größe der Strahlungsstromdichten aber noch mehr. Eine verringerte Menge der graustrahlenden Substanz (Verteilung 3 auf Abb. 18) läßt die Größe der Strahlungsstromdichten etwa in der gewünschten Größenordnung erscheinen, die Erwärmungsgrößen jedoch wesentlich zu klein werden. Diese Abhängigkeit hatte sich schon aus den Versuchsrechnungen ergeben und findet somit zweifache Bestätigung. Es ist deshalb nicht möglich, eine gute Übereinstimmung für beide Vergleichspunkte zu erzielen. Qualitativ darf man aber schon sagen, daß eine in der hohen tropischen Troposphäre befindliche Dunstschicht die gemessenen Erwärmungen erklären kann. Um noch mehr Klarheit in dieses Problem zu bringen, ist es wünschenswert, die Messungen mit dem gleichen und einem anderen Typus von Strahlungsbilanzmessern zu wiederholen und gleichzeitig Aerosolmessungen in der fraglichen Schicht durchzuführen. Die mathematische Behandlung dieses Problems allein kann keine bindenden Rückschlüsse über den Aufbau der Dunstschicht liefern.

Literatur

[1] Bannon, J. K., Frith, R., u. H. C. Shellard, Humidity of the upper troposphere and lower stratosphere over southern England. Geophys. Mem. *11* (1952), No. 88.

[2] Barrett, E. W., Herndorn, L. E., u. J. Carter, Some measurements of the distribution of water vapor in the stratosphere. Tellus *2* (1950), 302.

[3] Brewer, A. W., u. J. T. Houghton, Experimental determination of atmospheric infrared radiation. Nature *179* (1957), 978.

[4] Bruinenberg, A., Een numerieke methode voor de bepaling van temperatuursveranderingen door straling in de vrije atmosfeer. Meded. Verh. K. Ned. Met. Inst. B *1* (1946), Nr. 1.

[5] Businger, J. A., u. P. M. Kuhn, On the observation of total and net atmospheric radiation. J. Met. *17* (1960), 400.

[6] Deirmendjian, D., Atmospheric extinction of infrared radiation. Quart. J. Roy. Met. Soc. *86* (1960), 371.

[7] Dobson, G. M., Brewer, A., u. N. N. Cwilong, The meteorology of the lower stratosphere. Proc. Roy. Soc. A *185* (1946), 144.

[8] Elsasser, W. M., Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere. Harvard Met. Stud. No. *6* (1942).

[9] —, Atmospheric radiation tables. Met. Monogr. *4* (1960), No. 23.

[10] Gergen, J. L., Black Ball: A device for measuring atmospheric infrared radiation. Rev. scient. Instr. *27* (1956), 453.

[11] —, Atmospheric infrared radiation over Minneapolis to 30 millibars. J. Met. *14* (1957), 495.

[12] —, Black-Ball observations and the radiation chart. J. Met. *15* (1958), 350.

[13] —, Observations of atmospheric radiation over McMurdo Sound, Antarctica. Techn. Rep. Atm. Phys. Progr. Navy Contr. Nonr-710 (22) (1958).

[14] Goody, R. M., A statistical model for water vapor absorption. Quart. J. Roy. Met. Soc. *78* (1952), 165.

[15] —, The physics of the stratosphere, Cambridge 1954.

[16] Hales, J. V., Williams, T. L., u. D. Henderson, Calculation of infrared radiative flux emission of the earth plus atmosphere at various levels high above the earth. Final Rep. Contr. AF 19 (604)-2418 (1960).

[17] Helliwell, N. C., Airborne measurements of the latitudinal variation of frostpoint, temperature, and wind. Scient. Pap. Air Minist. Met. Off. No. *1* (1960).

[18] Kaplan, L. D., Regions of validity of various absorption coefficient approximations. J. Met. *10* (1953), 100.

[19] Kondratiev, K. Y., u. H. I. Niilisk, Comparison of radiation charts. Geofis. pura e appl. *46* (1960), 231.

[20] Linke, F., Meteorologisches Taschenbuch, Neue Ausg. 1957, III. Bd.

[21] Mook, R. H. G., Vergleich von Infrarotstrahlungsmessungen mit verschiedenen Strahlungsdiagrammen, Diss. Innsbruck 1960 (unveröff., persönliche Mitteilung).

[22] Möller, F., Die Wärmestrahlung des Wasserdampfes in der Atmosphäre. Gerl. Beitr. Geophys. *58* (1942), 11.

[23] —, Labilisierung von Schichtwolken durch Strahlung. Met. Z. *60* (1943), 212.

[24] —, Das Strahlungsdiagramm. Reichswetterdienst 1943.

[25] —, Grundlagen eines Diagrammes zur Berechnung langwelliger Strahlungsströme. Met. Z. *61* (1944), 37.

[26] —, Long-wave radiation. In: Compendium of Meteorology, Boston 1951.

[27] —, Measurement of atmospheric radiation by a Black Ball. J. Met. *16* (1958), 87.

[28] —, Über das Strahlungsgleichgewicht in der Nähe der Erdoberfläche. Met. Rdsch. *13* (1960), 134.

[29] Mügge, R., u. F. Möller, Zur Berechnung von Strahlungsströmen und Temperaturänderungen in Atmosphären von beliebigem Aufbau. Z. Geophys. *8* (1932), 53.

[30] Murcray, D. G., u. Mitarb., Water vapor distribution above 90000 ft. Dept. Phys. Univ. Denver AFCRC-TN-60-452 (1960).

[31] Murgatroyd, R. J., Goldsmith, P., u. W. E. H. Hollings, Some recent measurements of humidity from aircraft up to heights of about 50000 ft over southern England. Quart. J. Roy. Met. Soc. *81* (1955), 533.

[32] PLASS, G. N., The influence of the 9.6 micron band on the atmospheric infrared cooling rate. Quart. J. Roy. Met. Soc. *82* (1956), 30.

[33] —, The influence of the 15 micron carbon dioxide band on the atmospheric infrared cooling rate. Quart. J. Roy. Met. Soc. *82* (1956), 310.

[34] —, Experimental determination of atmospheric infrared cooling rate. J. Met. *15* (1958), 567.

[35] POHL, W., Messungen des ultraroten Strahlungsstromes in der freien Atmosphäre. Z. Geophys. *22* (1956), 1.

[36] ROBINSON, G. D., Notes on the measurement and estimation of atmospheric radiation. Quart. J. Roy. Met. Soc. *73* (1947), 128.

[37] RÖNICKE, G., Über Messungen des Verlaufs der Wärmestrahlungsbilanz in der freien Atmosphäre in San Salvador, C. A. Z. Met. *15* (1961), 8.

[38] SCHMIDT, K. H., Prüfung der Strahlungsrechendiagramme von Möller und Elsasser durch Gegenstrahlungsmessungen bei gleichzeitig durchgeführten Radiosondenaufstiegen. Z. Met. *5* (1951), 531.

[39] SCHNAIDT, F., Über die Absorption von Wasserdampf und Kohlensäure mit besonderer Berücksichtigung der Druck- und Temperaturabhängigkeit. Gerl. Beitr. Geophys. *54* (1939), 203.

[40] SUOMI, V. E., Messung der Strahlungsbilanz über Stationen der USA (persönliche Mitteilung, 1959).

[41] WARK, D. Q., u. M. WOLK, An extension of a table of absorption for Elsasser bands Month. Weather Rev. *88* (1960), 249.

[42] YAMAMOTO, G., On a radiation chart. Sci. Rep. Tohoku Univ. 5th Ser. (Geophys.) *4* (1952), 1.

[43] YARNELL, J., u. R. M. GOODY, Infrared spectroscopy in a high altitude aircraft. J. scient. Instr. *29* (1952), 352.

Lebenslauf

Am 4. 5. 1929 wurde ich, Wilford Zdunkowski, als Sohn des Handwerkers Johannes Zdunkowski und seiner Ehefrau Frieda, geb. Schütze, in Driesen Nm. geboren. Von Ostern 1935 bis Ostern 1939 besuchte ich die dortige Volksschule und anschließend Mittel- und Oberschulen in Altdamm, Stettin und Berlin. Das Reifezeugnis habe ich im Mai 1949 von der Friedrich-Ebert-Oberschule in Berlin-Wilmersdorf erhalten.

Da es mir aus wirtschaftlichen Gründen nicht möglich war, in Deutschland zu studieren, wanderte ich 1952 nach USA aus. Dort nahm ich im Sommer 1954 an der Universität Utah in Salt Lake City das Studium der Mathematik, Physik und Meteorologie auf. Im Sommer 1959 erwarb ich den Grad MASTER OF SCIENCE IN METEOROLOGY. Daraufhin kehrte ich nach Deutschland zurück und erhielt im Juli des gleichen Jahres bei Herrn Prof. Dr. F. Möller am Mainzer Institut für Meteorologie und Geophysik eine Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter. Im Rahmen dieser Tätigkeit begann ich mit der Arbeit an der vorliegenden Dissertation, die ich ab Sommer 1960 am Meteorologischen Institut der Universität München fortsetzte.

Seit Juli 1951 bin ich verheiratet und habe zwei Kinder.

Herrn Prof. Dr. Fritz Möller bin ich für die Aufnahme an seinem Institut, die Themastellung, reges Interesse, Förderung der Arbeit und gute Ratschläge sehr zu Dank verpflichtet. Die Arbeit wurde durch einen Kontrakt der US-Air Force ermöglicht.